ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

Т. XXII № 8

1958

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXII 1958 № 8

АВГУСТ

Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук **Ю. В. Хольнова**

Адрес редакции: Москва Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-07876 Подписано к печати 14. VIII. 1958 г. Тираж 3050 экз. Заказ 677
Формат бумаги $70 \times 108^1/_{16}$. Бум. л. $3^3/_4$ Печ. л. 10,3 Уч.-изд. л. 11,3

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы

VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии

(Ленинград, 27 января — 3 февраля 1958 г.)

(Продолжение, см. № 2 и № 7 за 1958 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. М. АНТОНЬЕВА, А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ
и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

СПЕКТР КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ Gd^{149}

Введение

Исследование спектра конверсионных электронов гадолиниевой фракции, выделенной из танталовой мишени, облученной в синхроциклотроне, производилось на магнитном спектрометре «кэтрон» ЛГУ [1] при разрешающей способности 0,5%. Активное вещество собиралось на тонкой алюминиевой фольге [2]. Пленка на окне счетчика пропускала электроны с энергией больше 7 keV. Исследование спектра начиналось через несколько часов после окончания химических операций. Общий вид конверсионного спектра гадолиниевой фракции в момент $t = 90$ час после выделения изображен на рис. 1. Было установлено, что интенсивности конверсионных линий гадолиниевой фракции изменялись со временем с различной скоростью, что указывало на присутствие в препарате нескольких изотопов или изомеров гадолиния. Для распределения конверсионных линий по изотопам спектр последовательно измерялся через некоторые промежутки времени и затем по изменению площадей линий или просто по высотам пиков строились кривые распада для каждой конверсионной линии.

Линии конверсионных электронов, соответствующие $T_{1/2} = 10 \pm 1$ дн. (кривые распада представлены на рис. 2), были отнесены к Gd^{149}.

Радиоактивный изотоп Gd^{149} был открыт в 1951 г. Хоффом, Расмуссеном и Томсоном [3], наблюдавшими ядерные реакции Sm^{147} $(\alpha, 2n)$ Gd^{149} и Eu^{151} $(p, 3n)$ Gd^{149}.

Несколько позже было установлено [4], что Gd^{149} с периодом полураспада 9 ± 1 дн. превращается путем электронного захвата ($>99\%$) в Eu^{149} и путем испускания α-частиц с энергией 3 MeV в Sm^{145} ($\sim 10^{-3}\%$). Спектры конверсионных электронов и γ-лучей до начала настоящей работы не изучались. Наши основные экспериментальные данные были сообщены на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии в январе 1957 г. [5]. Данные о Gd^{149}, опубликованные в 1957 г. [6—8], рассмотрены совместно с нашими результатами в следующих разделах.

I. Результаты измерений

Переходы, которые мы относим к Gd^{149}, приведены в табл. 1. Конверсионные линии K-149,8 и L-149,8 видны только на рис. 1. Линии, лежащие в интервалах 220—360 и 400—550 keV, кроме того, изображены на рис. 3 и 4, относящихся к более позднему моменту времени, когда короткопериодный изотоп Gd^{147} ($T_{1/2} = 35$ час) уже распался; долгоживущие изотопы Gd^{151} и Gd^{153} дают в этих интервалах линии K-243, K-306, K-350 и др., которые при коротких облучениях мало интенсивны и в масштабе рис. 3 не видны.

Приведенные в табл. 1 значения $K:L$ являются средним арифметическим по данным приблизительно десяти серий измерений. Отношение $K:L$ для перехода с энергией 272 keV определено неточно ввиду малой интенсивности L-линии. Большая погрешность в определении $K:L$

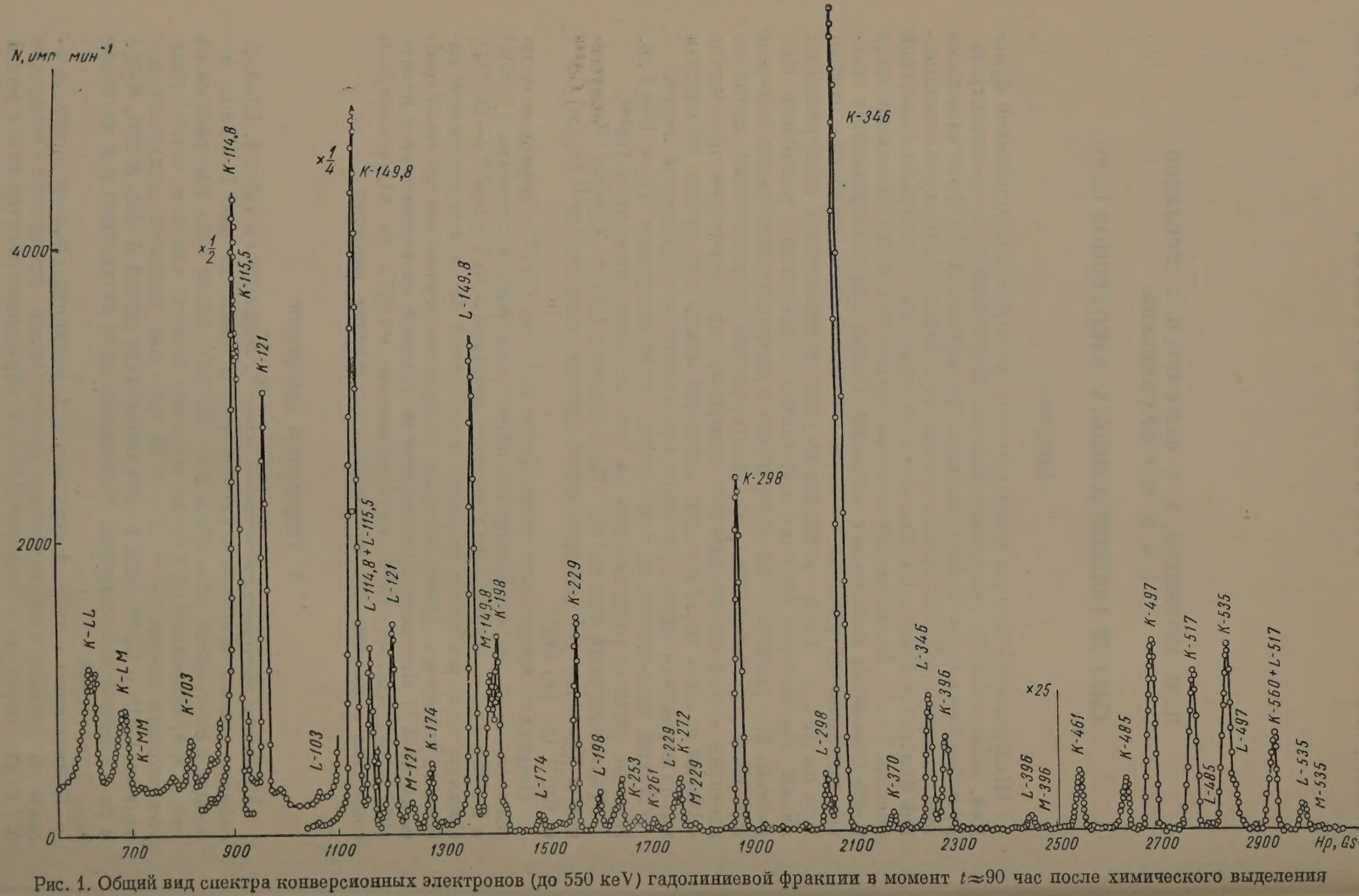


Рис. 1. Общий вид спектра конверсионных электронов (до 550 keV) гадолиниевой фракции в момент $t \approx 90$ час после химического выделения

для перехода $E_\gamma = 298$ keV связана с тем, что линия L довольно слаба и недостаточно хорошо разрешена от сильной линии K-346. Аналогичные замечания следует сделать также в случае переходов с энергиями 497, 517 и 535 keV.

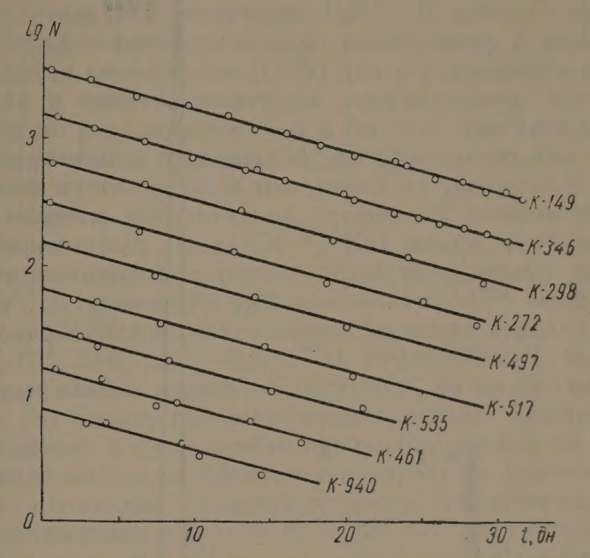


Рис. 2. Кривые распада Gd^{149}, построенные по убыванию интенсивности K-конверсионных линий. Для удобства сравнения кривые распада для разных линий смещены по оси ординат

Таблица 1

Энергии переходов и относительные интенсивности конверсионных линий для Gd^{149}

№ п/п	E_γ, keV	Наблюденные конверсионные линии	$K : L$	$K : K_{346} \times 100$
1	149,8±0,3 149,9*	*K, L, M*	6,6±0,3 9,4*	530±20 430*
2	272±1 272,7*	*K, L*	≈6 —	7,7±0,5 —
3	298±1 298,8*	*K, L*	6±1 5,5*	45±2 44÷49*
4	346±1 346,7*	*K, L, M*	5,9±0,3 4,4÷5,0*	100 100*
5	461±1 461*	*K*	—	0,37±0,03
6	497±1 496*	*K, L*	3,5±0,5 —	1,0±0,1 —
7	517±1 517*	*K, L*	7,0±0,5 —	0,8±0,1 —
8	535±1 534*	*K, L*	6,6±0,6 —	1,0±0,1 —
9	~940	*K, L*	6,5±1,0	0,23±0,05

* По данным Шерли и др. [8]

Рис. 3 Спектр конверсионных электронов Gd^{149} в области энергий от 200 до 350 keV. Линии перехода $E_\gamma = 149{,}8$ keV приведены на рис. 1

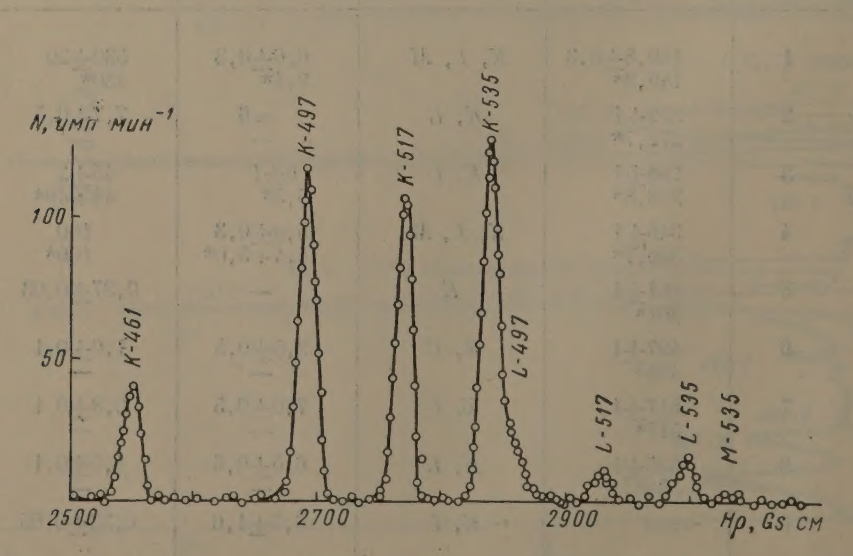


Рис. 4. Спектр конверсионных электронов Gd^{149} в области энергии от 400 до 550 keV

Мурин с сотрудниками [6, 7] сообщили, что при помощи сцинтилляционного счетчика они наблюдали γ-лучи Gd^{149} со следующими энергиями: $E_\gamma = 150$, 300, 347 и 520 keV.

Совсем недавно появилась работа Расмуссена с сотрудниками [8], в которой исследовалось излучение Gd^{149}. В работе применялись обычный β-спектрограф с фотопластинкой, спектрометр с двойной фокусировкой (разрешающая способность 0,3%) для исследования сильных конверсионных линий и сцинтилляционной γ-спектрометр. Изотоп Gd^{149} получался авторами по реакциям $Sm + \alpha$ и $Eu + d$; при этом возникали также и другие радиоактивные изотопы Gd. Авторы наблюдали сложный спектр излучений смеси изотопов Gd и продуктов их распада. В табл. 1 в целях сравнения с нашими результатами приведены данные этой работы для сильных конверсионных линий Gd^{149}. Как видно, результаты настоящей работы и цитированной прекрасно согласуются между собой (кроме линии 149,8 keV). В названной работе изотопу Gd^{149} было приписано еще некоторое число слабых линий, соответствующих переходам с энергиями: 107, 120, 126, 132, 244, 253, (650), 750, 790 и 937 keV. Однако идентификация указанных слабых линий, по-видимому, не вполне надежна. Изучаемый в работе [8] спектр содержал конверсионные электроны нескольких изотопов гадолиния и их дочерних продуктов; оценка же периодов в случае слабых линий малых энергий производилась по изменению почернений на фотограмме, что не дает большой точности. В частности, конверсионные линии, соответствующие переходу $E_\gamma = 126$ keV, не наблюдались нами в гадолиниевой фракции, но прекрасно проявились в спектре изучавшейся нами европиевой фракции. Не очень слабая, по оценке авторов, конверсионная линия K-132 могла бы быть нами замечена, но не наблюдалась. Далее, переход с энергией $E_\gamma = 244$ keV также нельзя, по-видимому, отнести к Gd^{149}. Наш спектр содержит K-конверсионную линию некоторого неидентифицированного перехода $E_\gamma = 244$ keV. Однако он не возникает при распаде Gd^{149}, так как по нашим наблюдениям линия K-244 в одних препаратах была сравнима по интенсивности с линией K-272 (Gd^{149}), а в других во много раз слабее. Линия K-255 также наблюдалась нами в одном из препаратов, причем имела заметную интенсивность по отношению к K-272, но не наблюдалась в других. Кроме того, мы наблюдали линию с близкой энергией ($E_\gamma = 255$ keV) в спектре европиевой фракции. Наконец, конверсионные электроны жестких γ-лучей $E_\gamma \sim 650$, 750 и 790 keV принадлежат, по нашим данным, Gd^{147} и дочерним продуктам гадолиния — радиоактивным изотопам европия.

Относительно других слабых линий, наблюдавшихся Расмуссеном и сотрудниками, трудно сказать что-либо определенное.

II. Мультипольности переходов

Полученные в настоящей работе данные о спектре конверсионных электронов Gd^{149} позволяют сделать некоторые заключения о типах (мультипольности) ядерных переходов в Eu^{149}. Для этой цели в табл. 2 результаты наших измерений сопоставляются с теоретическими данными. Теоретические значения α_K, α_{L_1}, α_{L_2} и α_{L_3} интерполированы нами из данных Л. А. Слива и И. М. Банд. Рассмотрим последовательно наблюденные переходы в порядке возрастания их энергии.

1. Переход $E_\gamma = 149{,}8$ keV. Экспериментальное значение отношения $K : L$ лучше всего отвечает переходу типа $M1$.

Этот вывод подтверждается дополнительными данными, полученными В. М. Лобашевым и одним из авторов настоящей статьи (А. А. Башиловым) в нашей лаборатории при помощи спектрографа с фотопластинкой. На фотограмме среди прочих конверсионных линий перехода $E_\gamma = 149{,}8$ keV были наблюдены линии L_1 и слабая линия L_2, в то время как линию L^{8} обнаружить не удалось. Можно грубо оценить, что интенсивности этих

Таблица 2

Данные к определению мультипольности ядерных переходов в Eu^{149}

E_{γ}, keV	Сравниваемые величины	Эксперим. значения	Теоретические значения для разных мультипольностей					Предполагаемый тип перехода
			$E1$	$M1$	$E2$	$M2$	$E3$	
149,8	$K:L$ $L_1:L_2:L_3$ α_K	6,6±0,4 ~10:1:0,1 0,53±0,07	7,0 6,4:1:1,2 0,080	6,9 12:1:0,17 0,51	2,3 0,54:1:0,90 0,37	4,8 8,4:1:1,0 3,2	0,6 0,10:1:0,8 1,4	$M1$
272	$K:L$	~6	7,2	7,0	3,9	5,5	1,6	$M1+E2$
298	$K:L$ α_K	6±1 0,066±0,007	7,2 0,013	7,0 0,075	4,2 0,046	5,6 0,31	1,9 0,13	$M1$ 70% + $E2$ 30%
346	$K:L$ $L_1:L_2:L_3$ α_K	5,9±0,3 $L_1 \gg L_2$ и L_3 0,18±0,02	7,2 11:1:1,0 0,0089	7,0 16:1:0,20 0,050	4,6 1,8:1:0,4 0,030	5,8 9,5:1:0,41 0,19	2,3 0,59:1:0,53 0,083	$M2$
497	$K:L$ α_K	3,5±0,5 $3,1\cdot10^{-2}$	7,3 $4,3\cdot10^{-3}$	7,1 $2,0\cdot10^{-2}$	5,6 $1,1\cdot10^{-2}$	6,2 $6,3\cdot10^{-2}$	3,8 $2,9\cdot10^{-2}$	$E3$
517	$K:L$ α_K	7,0±0,5 $1\cdot10^{-2}$	7,3 $4,1\cdot10^{-3}$	7,1 $1,8\cdot10^{-2}$	5,7 $1,0\cdot10^{-2}$	6,3 $5,3\cdot10^{-2}$	4,0 $2,5\cdot10^{-2}$	$M1$, $E2$, $M1+E2$
535	$K:L$ α_K	6,6±0,6 $1,3\cdot10^{-2}$	7,3 $3,9\cdot10^{-3}$	7,1 $1,7\cdot10^{-2}$	5,8 $0,95\cdot10^{-2}$	6,4 $5,0\cdot10^{-2}$	4,1 $2,2\cdot10^{-2}$	$M1$, $E2$ $M1+E2$

линий последовательно убывают в ~ 10 раз или больше при переходе от одной линии к другой. Как видно из сравнения с теоретическими данными (табл. 2), подобное сооотношение лучше всего отвечает переходу типа $M1$.

Кроме того, в опытах, проводившихся в нашей лаборатории Адамчук и др. [9], было показано путем сравнения чисел конверсионных и фотоэлектронов от одного и того же источника, что коэффициент конверсии перехода $E_\gamma = 149{,}8$ keV составляет $0{,}53 \pm 0{,}07$, что близко к теоретическому значению 0,51 для перехода типа $M1$.

Приведенные факты позволяют заключить, что переход с энергией 149,8 keV является переходом типа $M1$. Отметим, что в цитируемой выше работе [8] также предполагается, что переход $E_\gamma = 150$ keV принадлежит к типу $M1$.

2. Переход $E_\gamma = 272$ keV малоинтенсивен и относительно него трудно сделать определенные заключения.

3. Переход $E_\gamma = 298$ keV. Тип этого перехода нельзя надежно идентифицировать по отношению коэффициентов конверсии на K- и L-оболочках вследствие большой погрешности в определении этой величины.

Однако согласно данным Адамчук и др. [9] в этом случае $\alpha_K = 0{,}066 \pm 0{,}007$, что указывает на то, что мы имеем дело с переходом типа $M1 + E2$. Кроме того, если воспользоваться значениями относительных интенсивностей конверсионных линий по нашим измерениям ($e_{298} : e_{150} = 0{,}086$) и взять относительные интенсивности γ-лучей по данным работы [9] ($\gamma_{298} : \gamma_{150} = 0{,}67$), а также принять во внимание, что переход $E_\gamma = 150$ keV есть $M1$, то можно рассчитать

$$\alpha_{298} = \frac{(e_{298} : e_{150})}{(\gamma_{298} : \gamma_{150})} \alpha_{150} \approx 0{,}065.$$

Этот результат также подтверждает, что переход с энергией 298 keV является смесью $M1 + E2$. Переходы типа $M1$ составляют 70% и переходы типа $E2$ — 30%.

4. Переход $E_\gamma = 346$ keV. В этом случае экспериментальное значение отношения $K : L$ хорошо согласуется с предположением о типе перехода $M2$ и не соответствует $E1$-, $E2$- и $M1$-переходам; однако не может быть исключена смесь $M1 + E2$.

Измерения, выполненные в нашей лаборатории В. М. Лобашевым и др. на спектрографе с фотопластинкой, показали, что линия L_1 проявляется на спектрограмме весьма отчетливо, в то время как линии L_2 и L_3 не видны. Этот факт находится в согласии с предположением о $M2$, несовместим с возможностью $E2$, но не исключает случаи $E1$ и $M1$.

Решающими в этом отношении оказались опыты Адамчук и др., которые дают $\alpha_K = 0{,}18$, что соответствует переходу типа $M2$. Расчет α_K по относительным интенсивностям конверсионных линий и γ-лучей приводит к значению $\alpha_K = 0{,}2$, если принять, что переход $E_\gamma = 149{,}8$ keV — типа $M1$.

Значения $K : L$, α_K и соотношение между α_{L_1}, α_{L_2} и α_{L_3}, как видно из табл. 2, определенно указывают на то, что переход $E_\gamma = 346$ keV принадлежит к типу $M2$.

5. Переход $E_\gamma = 461$ keV не может быть идентифицирован, так как L-конверсионная линия совершенно не разрешается с линией K-497 и, кроме того, нет данных об интенсивности γ-лучей.

6. Переход $E_\gamma = 497$ keV. Отношение $K : L$ не могло быть определено в этом случае с хорошей точностью, так как линия L-497 плохо разрешалась с линией K-517. Сравнительно низкое значение отношения $K : L$ показывает, что переход должен быть переходом высокой мультипольности. Чтобы привлечь к рассмотрению вопроса о типе перехода величину коэффициента конверсии, нужно было бы определить относи-

тельную интенсивность данного γ-излучения и сделать это при наличии других близких γ-линий с энергиями 461, 517 и 535 keV. Однако измерить число γ-фотонов для каждой из этих линий в отдельности нам было трудно, так как для фотоэлектронного γ-спектрометра активность имевшегося препарата была недостаточна, а сцинтилляционный спектрометр столь близкие линии не разрешает. Тем не менее, в работе [8] приведены приближенные оценки интенсивностей жестких γ-линий Gd^{149}, основанные на измерениях при помощи сцинтилляционного счетчика. Точность этих оценок, по-видимому, очень невелика. Однако, используя эти данные, а также полученные в настоящей работе относительные интенсивности линий, можно оценить значение α_k и таким образом получить возможность высказать дополнительные соображения о мультипольности перехода $E_\gamma = 497$ keV. Как видно из табл. 2, такая оценка позволяет идентифицировать его как переход типа $E3$ или $M2$, и даже как $M1$, поскольку теоретические значения α_k в указанных случаях мало отличаются. Возможности $M1$ и $M2$, по-видимому, могут быть отброшены, если принять во внимание величину $K:L$. Таким образом, экспериментальные данные не противоречат тому, что переход $E_\gamma = 497$ keV принадлежит типу $E3$.

7 и 8. Переходы $E_\gamma = 517$ и 535 keV характеризуются высоким отношением $K:L \sim 6 \div 7$. Хотя интенсивности K-линий определены с хорошей точностью, но L-линии очень слабы и указанное отношение может быть оценено лишь очень грубо. Тем не менее эта оценка позволяет сделать заключение о том, что данные переходы, вероятнее всего, типа $E1$, $M1$, может быть $E2$ или $M2$, но не могут, по-видимому, иметь более высокую мультипольность. Некоторые указания о мультипольности переходов можно получить из оценки коэффициентов конверсии аналогично тому, как это было сделано выше при обсуждении перехода $E_\gamma = 497$ keV.

Сопоставляя величины $K:L$ и α_K, можно предположить, что данные переходы принадлежат скорее всего к типам $M1$, $E2$ или их смеси.

9. Переход $E_\gamma \sim 940$ keV изучен в настоящее время нами недостаточно полно, чтобы делать о нем какие-либо количественные заключения.

Обсуждавшиеся выше данные позволяют приблизительно оценить полные относительные интенсивности I ядерных переходов в Eu^{149}:

$$I = \gamma + e_K + e_L + e_M + e_N + \cdots,$$

где e_K, e_L, e_M и e_N — числа конверсионных элементов с K-, L-, M- и N-атомных оболочек, взятые по отношению к некоторой реперной конверсионной линии. Величина отношения $(e_M + e_N + \ldots) : e_L$ для всех переходов принята равной 0,3. При вычислении интенсивностей использовались теоретические значения коэффициентов конверсии для чистых мультиполей, в случае жестких γ-лучей — экспериментальные оценки α_K. Расчет приводит к следующему результату:

$$I_{150} : I_{272} : I_{298} : I_{346} : I_{497} : I_{517} : I_{535} \approx 1 : (0{,}05) : 0{,}4 : 0{,}4 : (0{,}02) : (0{,}05) : (0{,}05).$$

В скобках указаны менее точные значения.

III. Схема распада $Gd^{149} \to Eu^{149}$

Схема распада $Gd^{149} \to Eu^{149}$, предлагаемая в настоящей работе, изображена на рис. 5. На схеме указано второе возможное расположение перехода с энергией 298 keV между уравнениями $E = 795$ $(9/2^-, 11/2^-)$ и $E = 497$ keV ($h_{11/2}$); в этом случае основное состояние Gd^{149} должно быть $f_{7/2}$, как указано в скобках. Энергия распада вычислена на основании эмпирической формулы Леви для масс атомов [11].

Ввиду того, что ядра $_{64}Gd^{149}_{85}$ и $_{63}Eu^{149}_{86}$ имеют числа нейтронов меньше 88, следует предположить, что оба эти ядра относятся к классу сферических и описываются в главных чертах моделью Майер.

Основное состояние ядра $_{64}Gd^{149}_{85}$, согласно указанной модели, следует отнести к типу $f_{7/2}$ или $h_{9/2}$, а основное состояние Eu^{149} — к типу $g_{7/2}$ или $d_{5/2}$. Мы сделаем предположение о том, что основное состояние Eu^{149} есть $d_{5/2}$. В таком случае первый возбужденный уровень Eu^{149} есть, по всей вероятности, уровень $g_{7/2}$. Переход с первого уровня на основной должен быть при этом типа $M1$. Наблюдавшийся на опыте переход $E_\gamma = 149,8$ keV как раз имеет тип $M1$ и, к тому же, наибольшую интенсивность. Поэтому естественно расположить его в схеме распада между первым и основным уровнями. Таким образом, энергия первого уровня $E = 150$ keV.

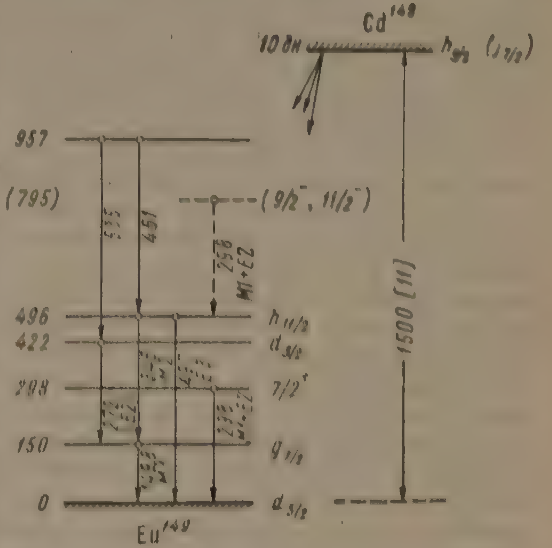


Рис. [illegible]. Предположительная схема распада $Gd^{149} \to Eu^{149}$

Далее, согласно модели Майер, не очень высоко должен располагаться уровень типа $h_{11/2}$. Переход с этого уровня на первый возбужденный $g_{7/2}$ должен быть типа $M2$. Этим переходом может быть наблюдавшийся на опыте интенсивный переход $M2$ с энергией 346 keV. Таким образом, энергия рассматриваемого возбужденного уровня $h_{11/2}$ равна, по-видимому, $E = 496$ keV. Этот вывод подтверждается наличием прямого перехода $E_\gamma = 497$ keV с уровня $h_{11/2}$ в основное состояние, «параллельно» переходам с энергиями 346 и 149,8 keV. Согласно схеме, прямой переход должен быть типа $E3$. Экспериментальные данные согласуются с этим требованием.

Кроме того, следует указать на то, что в нашей лаборатории при изучении $e - e$-совпадений на двойном магнитно-линзовом спектрометре [10] было получено подтверждение того, что переходы $E_\gamma = 149,8$ и 346 keV находятся в каскаде.

При размещении в схеме распада перехода с энергией 298 keV необходимо ввести новый уровень. При этом надо иметь в виду, что переход $E_\gamma = 298$ keV не дает совпадений с переходом $E_\gamma = 149,8$ keV [10].

Учитывая этот факт и оставаясь в пределах уже построенной скелетной схемы распада, можно рассмотреть два варианта размещения перехода $E_\gamma = 298$ keV.

Однако оба они связаны с некоторыми трудностями.

Первый вариант. Можно предположить, что переход $E_\gamma = 298$ keV идет с уровня $E = 298$ keV в основное состояние. Согласно одночастичной модели, характеристики уровня $E = 298$ keV могут быть только $d_{3/2}$ или $s_{1/2}$, остальные же уровни данной оболочки уже заняты. Так как переход $E_\gamma = 298$ keV в основное состояние ($d_{5/2}$) принадлежит к типу $M1 + E2$, то из указанных характеристик нужно выбрать $d_{3/2}$. Так как все интенсивные переходы уже размещены в схеме, то остается предположить, что уровень $E = 298$ keV заселяется главным образом за счет непосредственных переходов из Gd^{149}. Такие переходы возможны с достаточной интенсивностью только в том случае, если из двух возможных характеристик ($f_{7/2}$, $h_{9/2}$) основного состояния Gd^{149} имеет место $f_{7/2}$. Од-

нако в этом случае вероятность возбуждения уровня $h_{11/2}$ очень мала — переход из Gd^{149} оказывается сильно запрещенным правилами отбора ($\Delta I = 2$, нет). На самом же деле заселенность уровня $E = 496$ keV $h_{11/2}$ весьма велика.

Таким образом, предположение о том, что уровень $E = 298$ keV является обычным одночастичным, укладывающимся в схему Майер, встречает затруднения. Однако можно было бы предположить, что данный уровень имеет какую-то другую природу и его спин равен $7/2^+$ (так как переход $E_\gamma = 298$ keV принадлежит к типу $M1 + E2$). В таком случае в качестве характеристики основного состояния Gd^{149} можно было бы выбрать $h_{9/2}$. При этом электронный захват на рассматриваемый уровень и на уровень $h_{11/2}$ был бы запрещенным первого порядка ($\Delta I = 1$, да) Так как энергии распада на уровни $E = 496$ keV $h_{11/2}$ и $E = 298$ keV $7/2^+$ отличаются, приблизительно, лишь на 20% [11] (см. рис. 5), то вероятности возбуждения этих уровней не должны были бы сильно отличаться. Последнее имеет место в действительности.

В т о р о й в а р и а н т. Можно предположить, что переход $E_\gamma = 298$ keV находится в каскаде с переходом $E_\gamma = 346$ keV. Энергия соответствующего уровня будет равна 794 keV. Такое предположение, по-видимому, не противоречит отсутствию совпадений с переходом $E_\gamma = 149{,}8$ keV, так как уровень $E = 496$ keV должен быть метастабильным. По формуле Вайскопфа для перехода $496 \to 150$ keV Eu^{149} ($M2$) время должно быть $\tau \sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек, но, как правило, действительное время жизни в случае магнитных переходов значительно больше. С точки зрения баланса интенсивностей, такое размещение возможно, поскольку полные интенсивности названных переходов приблизительно равны. Переходы с энергиями ~ 500 keV имеют малые интенсивности, и при настоящем рассмотрении ими можно пренебречь. Так как тип перехода $E_\gamma = 298$ keV есть $M1 + E2$, то соответствующий ему уровень с энергией 794 keV может иметь характеристики $9/2^-$, $11/2^-$ или $13/2^-$. Этот уровень уже нельзя, по-видимому, объяснить как одночастичный в духе схемы Майер, так как в пределах рассматриваемой оболочки уже нет уровней с высокими спинами. Характеристика $13/2^-$ должна быть отброшена, так как в противном случае уровень $E = 794$ keV не мог бы возбуждаться. Характеристика $11/2^-$ означала бы, что правила отбора в одинаковой мере разрешают переходы из Gd^{149} на уровень $E = 794$ keV и уровень $E = 496$ keV. Отсюда очевидно следовало бы, что переход $E_\gamma = 346$ keV должен был бы быть интенсивнее перехода $E_\gamma = 298$ keV по крайней мере в два раза. Однако они приблизительно равны. Характеристика $9/2^-$ заставляет предположить существование интенсивного перехода $E_\gamma = 644$ keV типа $E1$ на уровень с энергией 150 keV $g_{7/2}$. Однако такого перехода не наблюдается. Таковы трудности второго варианта.

Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сделать выбор между указанными вариантами размещения в схеме распада перехода с энергией 298 keV или остановиться на каком-либо варианте, отличном от них. Наиболее вероятным нам представляется тот вариант, по которому вводится уровень $E = 298$ keV $7/2^+$.

Что касается перехода с энергией 272 keV, то нужно учесть, что в работе по изучению e—e-совпадений [10] были получены указания на то, что этот переход находится в каскаде с переходом $E_\gamma = 149{,}8$ keV. Остается не вполне ясным, идет ли переход $E_\gamma = 272$ keV непосредственно на первый уровень с энергией 150 keV (с уровня 150 keV + 272 keV = 422 keV) или связан с первым уровнем через посредство какого-либо другого перехода.

Если ввести уровень $E = 957$ keV, то возможны два альтернативных расположения переходов: $E_\gamma = 272$ и 535 keV. Один из них указан на рис. 5 и предполагает существование уровня 422 keV ($d_{3/2}$). В другом варианте вместо уровня $E = 422$ keV может быть введен уровень $E = 685$ keV.

На основании оценки относительной интенсивности рассматриваемых переходов следует ожидать, что переход $E_\gamma = 272$ keV идет на первый уровень $E = 150$ keV.

Уровень $E = 957$ keV позволяет разместить в схеме распада также переход $E_\gamma = 461$ keV. Переходы 517 и 940 keV требуют, по-видимому, введения нового уровня.

Авторы выражают искреннюю признательность директору лаборатории ядерных проблем ОИЯИ В. П. Джелепову и обслуживающему персоналу синхроциклотрона за облучение образцов тантала.

Мы весьма благодарны А. Н. Мурину, Г. М. Городинскому, В. Н. Покровскому и В. А. Сергиенко за интерес к работе, сообщение своих результатов до опубликования и дискуссию.

Мы также весьма признательны Л. А. Сливу и И. М. Банд за предоставление значений коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей на L-подоболочках до опубликования.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Башилов А. А., Изв. АН СССР. Серия физ., 14, 263 (1950).
2. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Доброправова А. Н., Тетерин Е. Д., Ж. неорган. химии, 1, 2294 (1956).
3. Hoff R., Rasmussen J., Thomson S., Phys. Rev., 83, 1068 (1951).
4. Rasmussen J., Thomson S., Chiarso A., Phys. Rev., 89, 33 (1953).
5. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Тезисы докладов VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии. стр. 28.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
6. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Тезисы докладов VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 26.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
7. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624 (1957).
8. Shirley Y., Smith W., Rasmussen J., Nucl. Phys., 4, 395 (1957).
9. Адамчук В. К., Башилов А. А., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 919.
10. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. А., Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, 1958.
11. Riddell J., Tables of Levý's Empirical Atomic Masses, стр. 654.— AECL, CRP, Canada, 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. М. АНТОНЬЕВА, А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ
и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

СПЕКТРЫ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ Gd^{147} и Eu^{147}

Введение

В настоящей работе изучались спектры конверсионных электронов Gd^{147} и продукта его распада Eu^{147}. Изотоп Gd^{147} получался в реакции глубокого отщепления на Та. Условия опыта были те же, что и при изучении Gd^{149} [1]. Наши основные экспериментальные результаты были сообщены на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии в январе 1957 г. [2].

Прежде всего исследовался суммарный конверсионный спектр гадолиниевой фракции, содержащий линии нескольких изотопов. Кривые распада, построенные по убыванию интенсивности конверсионных линий во времени, позволили установить, что препарат содержит, среди прочих, неизвестный ранее изотоп Gd^x с периодом полураспада $T_{1/2} = 35 \pm 1$ час. Соответствующие кривые распада для K-конверсионных линий основных переходов с энергиями 229, 370 и 396 keV представлены на рис. 1. Было установлено, что разности энергий K-, L- и M-конверсионных линий равны: $K-L = 40{,}5 \pm 0{,}2$ keV и $K-M = 46{,}8 \pm 0{,}3$ keV. Следовательно, указанные переходы совершаются в ядре Eu после электронного захвата в Gd.

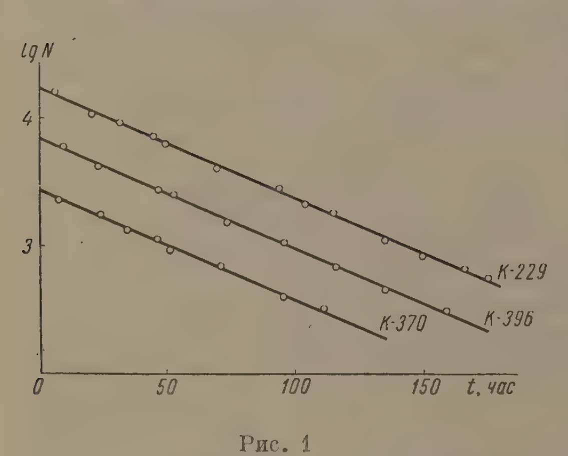


Рис. 1

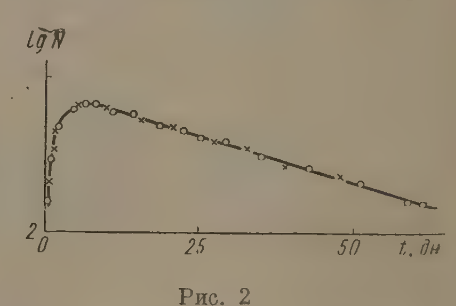


Рис. 2

Рис. 1. Кривые распада Gd^{147}, построенные по убыванию интенсивностей K-конверсионных линий для переходов с энергиями 229, 370 и 396 keV. Для удобства сравнения кривые распада для разных линий смещены по оси ординат

Рис. 2. Кривая, иллюстрирующая накопление и распад активности Eu^{147} в препарате Gd^{147}. Наблюдение велось по конверсионным линиям K-121 (точки) и K-197 (крестики)

Кроме того, было замечено, что в спектре гадолиниевой фракции нарастают конверсионные линии, отвечающие ядерным переходам с энергиями ~ 120 и ~ 200 keV.

Нарастание линий $K \sim 120$ и $K \sim 200$ и их последующее ослабление иллюстрируется графиком рис. 2. Из графика видно, что активность, ответственная за нарастание рассматриваемых линий, имеет $T_{1/2} = 35$ час и что через некоторое время их интенсивность убывает со значительно

бо́льшим периодом полураспада — $T_{1/2} = 25 \pm 1$ дн. В данном случае разности энергий конверсионных линий оказались равными: $K-L = 39,1 \pm \pm 0,2$ keV и $K-M = 45,2 \pm 0,3$ keV, что однозначно указывало на то, что переходы с энергиями $\sim$120 и 200 keV совершаются в ядре Sm. Из сказанного можно заключить, что изотоп Gd, имеющий период $T_{1/2} = = 35 \pm 1$ час, превращается в радиоактивный изотоп Eu, который путем электронного захвата с периодом $T_{1/2} = 25 \pm 1$ дн. переходит в Sm и возбуждает в последнем ядерные переходы с энергиями 120 и 200 keV.

Далее был проделан следующий контрольный опыт. Из исследуемого препарата гадолиния хроматографически выделялся европий. Исследование очищенного препарата Gd показало отсутствие конверсионных линий, соответствующих переходам 120 и 200 keV. Наоборот, как и следовало ожидать, европиевая фракция содержала сильные конверсионные линии, соответствующие переходам с энергиями 120 и 200 keV; период полураспада изотопа Eu, определенный по конверсионным линиям этих двух переходов, снова оказался равным 25 ± 1 дн.

Европиевая активность с периодом полураспада $T_{1/2} = 24$ дн., сопровождаемая γ-излучением с энергией 120 и 200 keV, принадлежит, согласно литературным данным [3], изотопу Eu^{147}. Отсюда было сделано заключение, что изотоп Gd, распадающийся с периодом полураспада $T_{1/2} = = 35 \pm 1$ час, есть Gd^{147}.

Одновременно в работе Мурина с сотрудниками [4] путем последовательных хроматографических выделений Eu из фракции гадолиния было установлено, что материнским для Eu^{147} является изотоп Gd с периодом полураспада $T_{1/2} = 1,5$ дн. (36 час). В этой работе на сцинтилляционном спектрометре наблюдались γ-лучи Gd^{147} с энергиями 230, 370 и 390 keV.

Недавно была опубликована работа Шерли, Смита и Расмуссена [5], в которой Gd^{147} был получен в реакциях $Sm + \alpha$ и $Eu + d$.

I. Результаты измерений для Gd^{147}

Полный спектр конверсионных электронов гадолиниевой фракции в области энергий до $\sim$500 keV приведен на рис. 1 предыдущей статьи [1]. В настоящей статье на рис. 3 приведен участок спектра конверсионных электронов Gd^{147} до энергии $\sim$400 keV за вычетом линий, принадлежащих другим изотопам Gd и Eu; на рис. 4 приведен участок спектра от $\sim$400 keV до $\sim$1,5 MeV. Этот спектр содержит также линии других изотопов, зачерненные на рисунке.

Наблюденные нами ядерные переходы, возбуждающиеся при распаде Gd^{147}, перечислены в табл. 1, где указаны их энергии, а также относительные интенсивности конверсионных линий. Идентификация слабых линий Gd^{147} производилась по периоду полураспада. Далеко не для всех переходов удалось определить отношение $K:L$, ввиду того, что L-линии во многих случаях слабы и плохо разрешены от других линий. Данные, относящиеся к переходам с энергиями в интервале от $\sim$0,5 до $\sim$1,5 MeV, получены только с одним источником и в небольшом числе серий измерений. Поэтому данные для этой области спектра имеют меньшую точность, чем для начальной части спектра.

Интересно сравнить наши результаты с данными, приведенными в работе [5], в которой также изучался спектр конверсионных электронов Gd^{147}. Все данные, касающиеся конверсионных линий интенсивных переходов с энергиями 229, 370 и 396 keV, хорошо согласуются с нашими. В работе [5] использовались обычный β-спектрограф с фотопластинкой, спектрометр с двойной фокусировкой (для изучения сильных линий) и сцинтилляционный γ-спектрометр. На фотопластинке авторы наблюдали, помимо сильных конверсионных линий только что перечисленных трех переходов, также слабые линии, не замеченные в нашей работе и соответствующие переходам с энергиями 136, 142, 217, 226, 241, 310, 348, 374,

Таблица 1

Энергия переходов и относительные интенсивности конверсионных линий для Gd^{147}

№ п/п	E_{γ}, keV	Наблюденные линии	$K/K_{396} \times 100$	K/L
1	229±1	K, L, M	220±10	6,9±0,5
2	261±2	K	4,7±0,5	—
3	370±1	K, L, M	15±1	±0,5
4	396±1	K, L, M	100	±0,2
5	485±1	K, L	1,7±0,2	6,8±0,5
6	549±2	K	0,19±0,02	5,8—
7	560±2	K, L	2,4±0,2	7,6±0,5
8	608±3	K, L	0,25±0,02	7,0±1
9	617±3	K, L	0,85±0,10	6—
10	625±3	K, L	1,6±0,2	~4
11	(696)	K	~0,03	—
12	703±3	K	0,17±0,02	—
13	733±3	K	~0,05	—
14	755±3	K, L	~0,4	—
15	766±3	K, L	0,48±0,05	—
16	778±3	K, L	1,2±0,1	—
17	787±3	K, L	~0,5	—
18	860±2	K, L	0,20±0,02	—
19	896±2	K	0,65±0,07	—
20	909±3	K	~0,04	—
21	932±2	K, L	1,9±0,2	7,1±0,5
22	995±5	K	~0,07	—
23	1072±5	K	~0,10	—
24	1130±5	K, L	~0,13	7±1
25	1330±5	K	~0,013	—

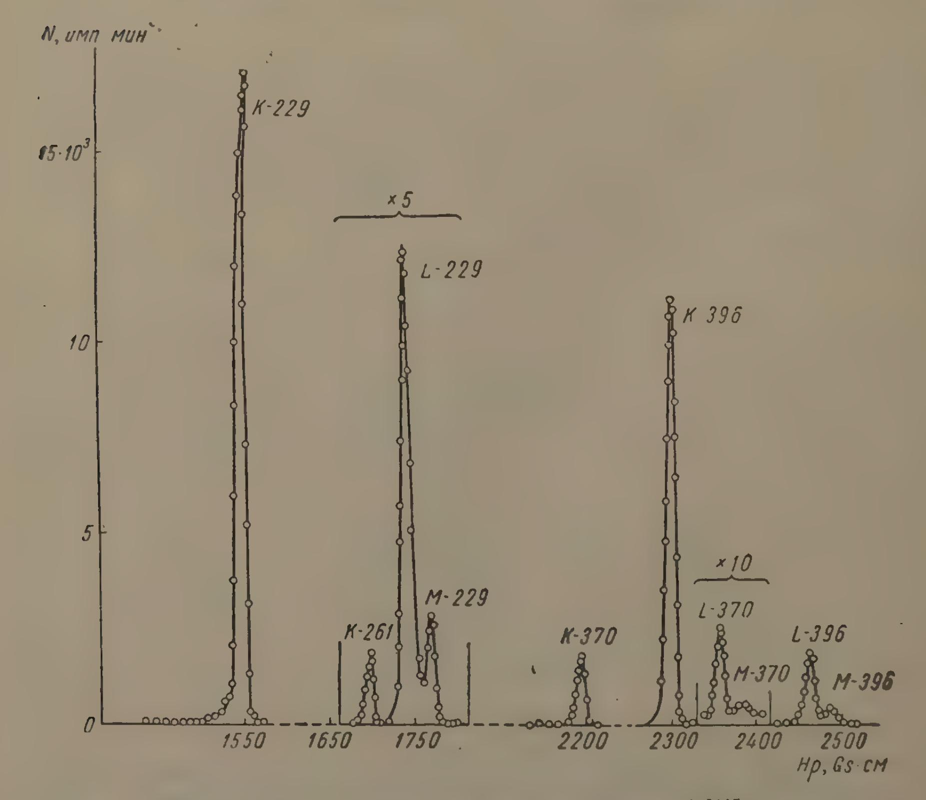


Рис. 3. Участок спектра конверсионных электронов Gd^{147} до энергии ~400 keV. Линии, принадлежащие другим изотопам Gd или Eu, вычтены

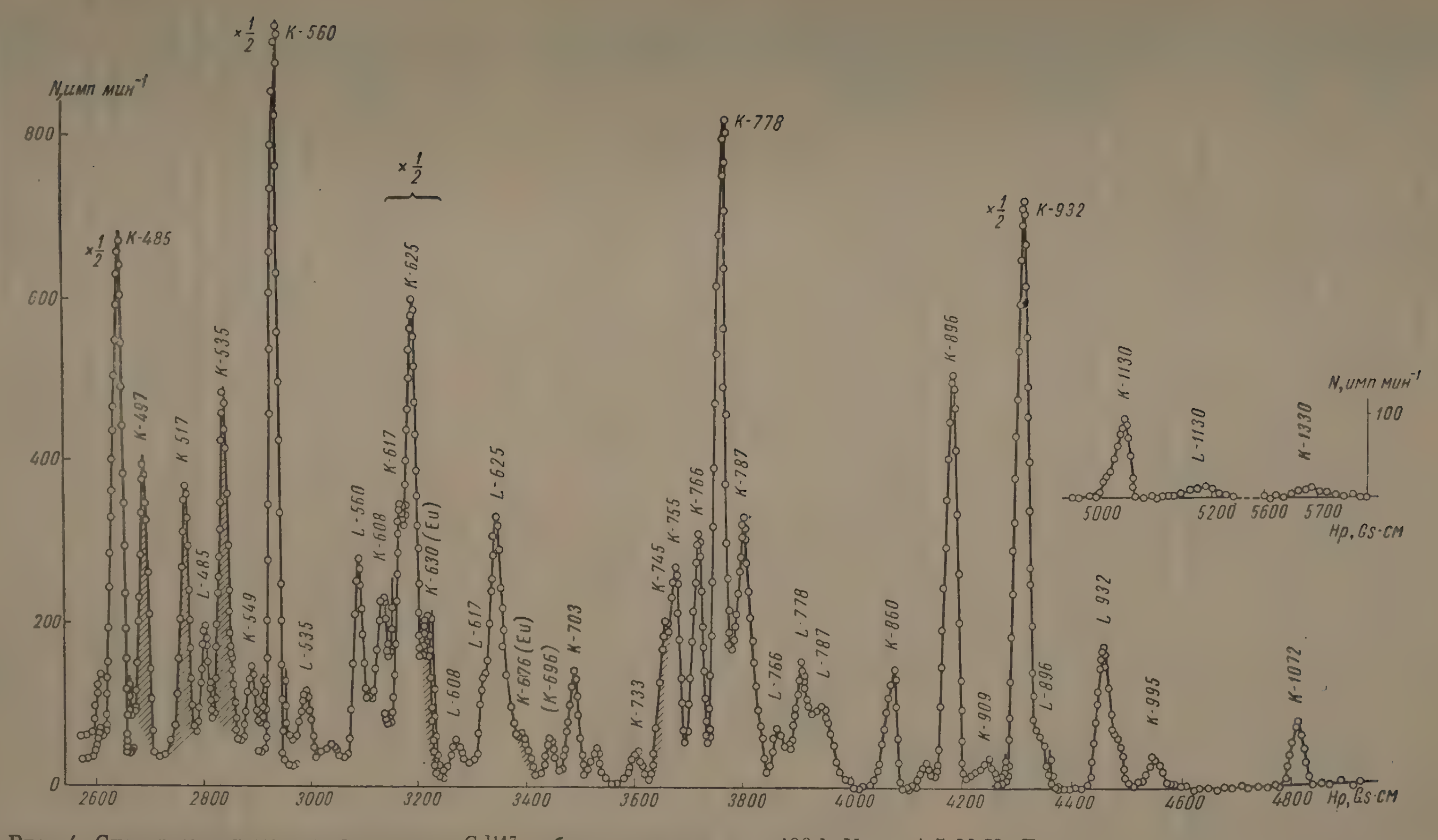


Рис. 4. Спектр конверсионных электронов Gd^{147} в области энергии от ~400 keV до ~1,5 MeV. Линии, принадлежащие другим изотопам Gd или Eu, зачернены

391 и 502 keV. По визуальной оценке авторов, конверсионные линии всех этих переходов «очень-очень слабые», за исключением линий перехода 142 keV. Малая интенсивность перечисленных линий, по-видимому, причина того, что мы их не наблюдали. Линии *K*-226, *K*-248 и *K*-391 не отделяются у нас от других линий. При помощи сцинтилляционного спектрометра названные авторы наблюдали также γ-лучи с энергиями 517, 570, 635, 770, 900, 1030 и 1298 keV. Как видно из табл. 1, мы наблюдали в этой области энергий большее число линий.

II. Мультипольности ядерных переходов, возбуждаемых при распаде Gd^{147}

Определение типов (мультипольности) ядерных переходов весьма важно для составления схемы распада и изучения структуры энергетических уровней ядра. Полученные нами результаты, совместно с некоторыми дополнительными данными, позволяют сделать выводы о мультипольности основных переходов в Eu^{147}.

Таблица 2

Данные к определению мультипольности ядерных переходов в Eu^{147}

E_γ, keV	Сравниваемые величины	Экспериментальные значения	Теоретические значения для разных мультипольностей					Предполагаемый тип перехода
			*E*1	*M*1	*E*2	*M*2	*E*3	
229	*K/L*	6,9±0,6	7,2	6,9	3,5	5,2	1,2	*M*1
	α_K	0,16±0,02*	0,027	0,15	0,10	0,74	0,36	
370	*K/L*	6,8±0,5	7,2	7,0	4,8	5,9	2,6	*M*1
	α_K	0,051±0,010*	0,0076	0,043	0,025	0,16	0,074	
396	*K/L*	5,8±0,2	7,2	7,0	4,9	5,9	2,8	*M*2
	α_K	0,015±0,02*	0,0067	0,035	0,021	0,13	0,062	
485	*K/L*	7,6±0,5	7,3	7,1	5,5	6,2	3,7	*M*1 или *E*1
	α_K	—	0,0045	0,020	0,013	0,065	0,032	

* По данным Адамчук и др. [6].

В табл. 2 производится сравнение экспериментальных значений *K/L*, α и других величин с теоретическими. Рассмотрим результаты этого сравнения для некоторых наблюденных переходов.

1. Переход $E_\gamma = 229$ keV. Экспериментальное значение *K/L* прекрасно согласуется с теоретическим для *M*1. Подтверждение этого результата было получено в нашей лаборатории в опытах Лобашева и одного из авторов настоящей статьи (А. А. Башилова), получивших при помощи β-спектрографа на фотопластинке интенсивную конверсионную линию L_1, значительно более слабую линию L_2 и очень слабую линию L_3. Однако оба эти результата не очень сильно отличаются от того, что можно ожидать на основании теоретических данных для *E1*- и *M*2-переходов. Для идентификации перехода решающее значение имеет величина α_k, полученная в нашей лаборатории в опытах Адамчук и др. [6]. В этой работе сравнивалось число конверсионных электронов с числом фотоэлектронов от одного и того же источника. После калибровки спектрометра по переходам с известными α было найдено $\alpha_{k\text{-}229} = 0{,}16$, что прекрасно согласуется с теоретическим значением для *M*1.

Таким образом, можно считать установленным, что переход $E_\gamma = 229$ keV есть переход типа *M*1.

2. Переход $E_\gamma = 370$ keV. Ввиду малой интенсивности конверсионных линий в случае данного перехода отношение K/L имеет довольно большую погрешность, однако оно соответствует теоретическому значению для $M1$. При этом нельзя исключить возможность $E1$-перехода. Значение $\alpha_{K\text{-}370}$, по измерениям Адамчук и др. [6], равно $\sim 0{,}051$, что удовлетворительно согласуется с предположением о $M1$-переходе.

3. Переход $E_\gamma = 396$ keV. Величина отношения K/L хорошо согласуется с теоретическим значением для $M2$, но в пределах погрешности опыта позволяет идентифицировать данный переход как смесь типа $M1 + E2$. Однако величина коэффициента конверсии по измерениям Адамчук и др. [6] $\alpha_{K\text{-}396} = 0{,}15$ позволяет сделать однозначный выбор в пользу $M2$-перехода.

4. Переход $E_\gamma = 625$ keV. В этом случае отношение K/L мало ($\sim$4), что типично для переходов высокой мультипольности. Мы высказываем предположение, что это переход типа $E3$. К сожалению, ввиду наличия в γ-спектре препарата большого числа линий с энергиями около 625 keV, не удается измерить интенсивности отдельных γ-линий, в связи с чем с удовлетворительной точностью определить α_K нельзя.

То же замечание справедливо и для других ядерных переходов больших энергий: результаты измерений интенсивности γ-лучей Расмуссена с сотрудниками [5] относятся к неразрешенным группам γ-линий, поэтому не представляется возможным оценить значения коэффициентов внутренней конверсии для отдельных переходов. По этой причине не делалось попыток определения мультипольности переходов большой энергии.

Знание мультипольности ядерных переходов позволяет оценить их полные относительные интенсивности. Такие оценки были произведены для переходов с энергиями $E_\gamma = 229$, 370, 396 и 625 keV. При расчете интенсивностей γ-лучей использовались теоретические значения α_K для чистых мультиполей. Мы нашли $I_{229} : I_{370} : I_{396} : I_{625} \approx 2 : 0{,}4 : 1 : 0{,}1$.

Среди переходов большей энергии некоторые имеют интенсивности, сравнимые с интенсивностью перехода $E_\gamma = 396$ keV : $(I_i : I_{396}) \sim 1$. Наибольшей интенсивностью обладает, по-видимому, переход $E_\gamma = 932$ keV.

III. Схема распада Gd^{147}

Так как ${}_{64}Gd_{83}^{147}$ и ${}_{63}Eu_{84}^{147}$ содержит меньше 88 нейтронов, следует считать, что изучаемые нами ядра сферические. Поэтому естественно рассматривать квантовые состояния этих ядер с точки зрения модели Майер.

Основное состояние ядра ${}_{64}Gd_{83}^{147}$, согласно одночастичной модели, должно быть $f_{7/2}$ или, может быть, $h_{9/2}$, в то время как основное состояние ${}_{63}Eu_{84}^{147}$ относится к типу $g_{7/2}$ или $d_{5/2}$. Мы сделаем предположение, что основное состояние ${}_{63}Eu_{84}^{147}$ есть $d_{5/2}$.

Как следует из изложенного выше, наиболее интенсивным является переход $E_\gamma = 229$ keV типа $M1$. Следует предположить, что он отвечает переходу с первого возбужденного уровня в основное состояние (см. рис. 5). Такое предположение очень хорошо согласуется с одночастичной моделью, по которой первым должен быть уровень $g_{7/2}$ (так как в качестве основного принят уровень $d_{5/2}$). Таким образом, энергия первого уровня равна 229 keV.

Согласно одночастичной модели, следует ожидать, что одним из следующих возбужденных уравнений ${}_{63}Eu^{147}$ будет $h_{11/2}$. Переход с этого уровня на первый ($g_{7/2}$) должен быть типа $M2$. Наблюденный нами переход $E_\gamma = 396$ keV как раз принадлежит к типу $M2$. Поэтому мы предполагаем, что он идет в каскаде с переходом 229 keV и что, соответственно, энергия второго уровня должна быть равна 625 keV. Каскад переходов $E_\gamma = 229$ и 396 keV подтверждается наличием γ-лучей с энергией 625 keV, соответствующих прямому переходу со второго уровня $E_\gamma = 625$ keV

$h_{11/2}$ в основное состояние $d_{5/2}$. Мультипольность этого перехода должна быть высокой ($E3$). Как мы видели выше, это, по-видимому, согласуется с экспериментальными данными. Кроме того, сделанное здесь предположение весьма убедительно подтверждается наличием совпадений между конверсионными электронами K-229 и K-396, которые были обнаружены при помощи двойного магнитно-линзового спектрометра [7].

Размещение в схеме распада остальных переходов не может быть строго аргументировано. Энергетические соотношения между переходами и грубые оценки их относительных интенсивностей позволяют предположить схему распада, изображенную на рис. 5.

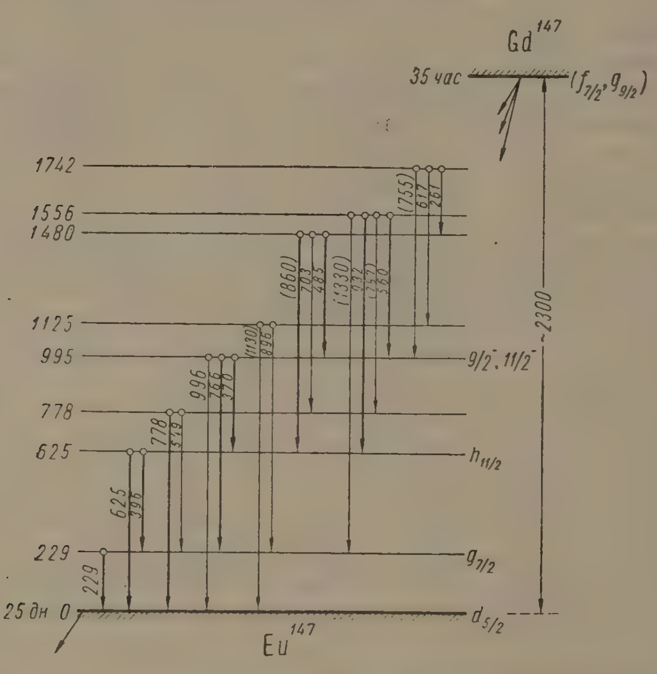


Рис. 5. Предположительная схема распада $Gd^{147} \rightarrow Eu^{147}$

Для большинства переходов энергетический баланс выполняется с точностью в 1÷3 keV. Те переходы, для которых баланс менее точен, обозначены на схеме в скобках. Энергия распада рассчитана на основании эмпирической формулы Леви для масс атомов [8]. Схема не включает нескольких наблюденных нами наиболее слабых переходов с энергиями 608, 696, 733, 909 и 1072 keV.

IV. Результаты измерений для Eu^{147}

Фрагмент спектра конверсионных электронов гадолиниевой фракции, содержащий K-121 Eu^{147}, приведен на рис. 6, *а* и 6, *б* для двух моментов времени. Рядом для сравнения изображены медленно изменяющиеся во времени конверсионные линии K-114,8 и K-115,5, принадлежащие Gd^{146}, который имеет большой период полураспада (45 дн.). Рисунок 6, *а* относится к началу измерений, производившихся почти сразу после окончания химических операций по выделению гадолиния из танталовой мишени, рисунок 6, *б* — к измерениям, выполненным спустя несколько дней, когда 35-часовая активность материнского Gd^{147} почти полностью исчезла. Наглядно видно, как выросла за указанное время конверсионная линия K-121.

Общий вид спектра конверсионных электронов Eu^{147} изображен на рис. 7. Он был получен при изучении европиевой фракции. В спектре последней содержались конверсионные линии нескольких изотопов Eu.

Идентификация линий, принадлежащих Eu^{147}, производилась, как и в других случаях, по значению периода полураспада. В табл. 3 собраны полученные нами экспериментальные результаты. Переход $E_\gamma = 800$ keV отнесен к распаду Eu^{147} предположительно.

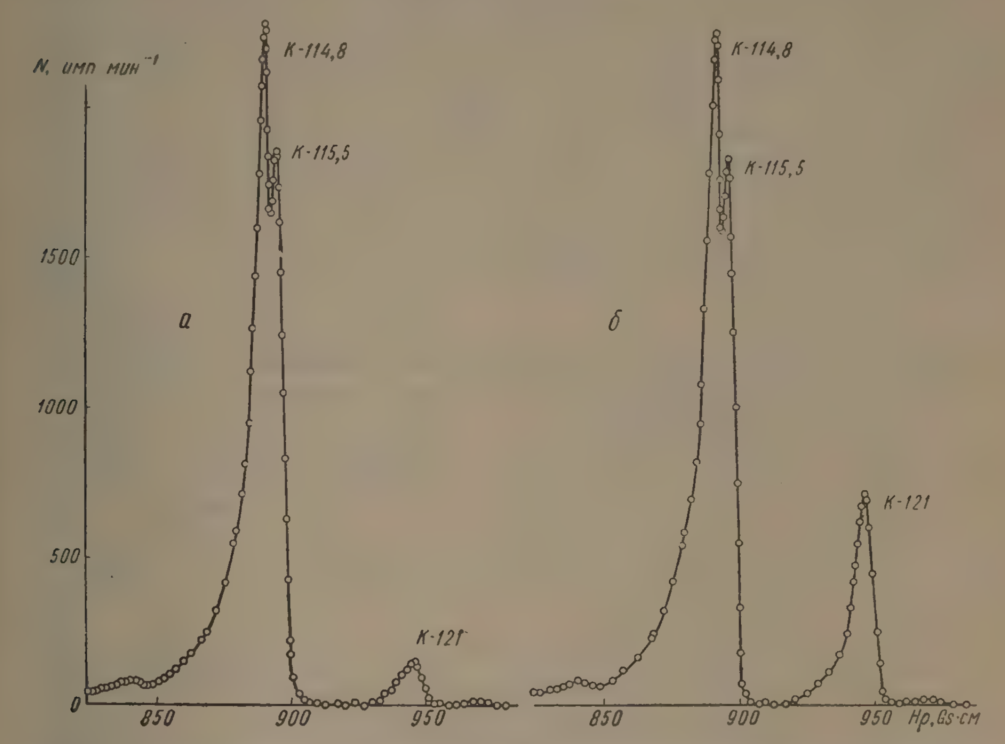


Рис. 6. Экспериментальные кривые участка спектра конверсионных электронов гадолиниевой фракции, иллюстрирующие начальное возрастание линии *K*-121 дочернего Eu^{147}. Кривая *а* относится к моменту времени $t = 6$ час, после химического выделения Gd; кривая *б* — к $t = 7$ дн.

Конверсионные линии *K* и *L* перехода $E_\gamma = 76{,}5$ keV плохо разрешены от группы Оже-электронов *K—LL* и от линии *K*-121, соответственно. Плохое разрешение является следствием размытия линий малых энергий из-за недостаточной равномерности активного слоя в препарате. Поэтому

Таблица 3

Энергии переходов и относительные интенсивности конверсионных линий для Eu^{147}

№ п/п	E_γ, keV	Наблюденные линии	K/L	$K/K_{197} \times 100$
1	76,5±0,3	*K, L*	~6,5	~100
2	121,0±0,3	*K, L, M*	6,2±0,6	480±30
3	197,6±0,3	*K, L, M*	3,4±0,3	100
4	600±2	*K, L*	—	1,9±0,2
5	676±2	*K, L*	—	1,8±0,2
6	(800±5)	*K*	—	~0,3

относительные интенсивности указанных конверсионных линий могли быть определены лишь очень грубо по порядку величины. Впервые рассматриваемый переход $E_\gamma \approx 80$ keV был наблюден Городинским и др. [4]. Однако позже те же авторы нашли при помощи сцинтилляционного счетчика, что интенсивность соответствующих γ-лучей очень мала [9], если они вообще существуют.

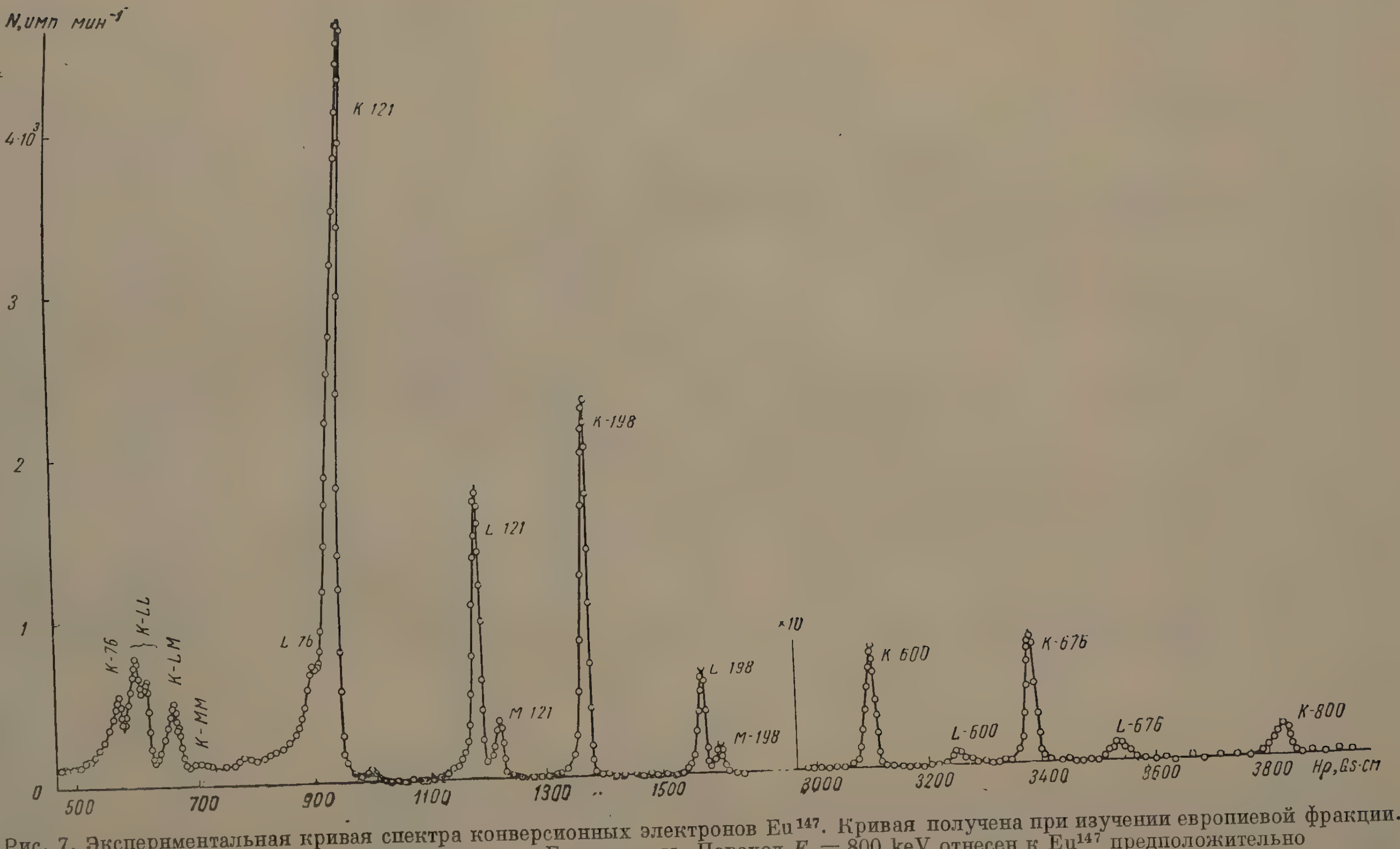


Рис. 7. Экспериментальная кривая спектра конверсионных электронов Eu^{147}. Кривая получена при изучении европиевой фракции. Линии, принадлежащие другим изотопам Eu, вычтены. Переход $E_\gamma = 800$ keV отнесен к Eu^{147} предположительно

Данный переход не может, по-видимому, принадлежать к типу $E1$, так как тогда γ-линия $E_\gamma = 76{,}5$ keV имела бы относительно большую интенсивность ($I_{\gamma\text{-}76} : I_{\gamma\text{-}121} \approx 35\ \%$) и не могла бы остаться незамеченной. Однако, если предположить, что данный переход имеет мультипольность $E2$ или $M1$, то в этом случае отношение интенсивностей $I_{\gamma\text{-}76} : I_{\gamma\text{-}121}$ составляло бы всего 8 или 5 % соответственно и вполне можно было бы понять отрицательный результат опытов Городинского и др. [9], в которых искали γ-лучи $E_\gamma = 76{,}5$ keV. На основании сказанного мы интерпретировали данный переход как переход типа $M1$ или $M1 + E2$. Такая интерпретация подтверждается совокупностью данных о схеме распада.

Рассмотрим переход $E_\gamma = 197{,}6$ keV. Полученное нами отношение $K/L = 3{,}4 \pm 0{,}3$ хорошо соответствует переходу типа $E2$, как показывает сравнение с теоретическими значениями этого отношения, приведенными в табл. 4. В работе [9] был измерен коэффициент конверсии для данного

Таблица 4

Данные к определению мультипольности некоторых переходов в Sm^{147}

E_γ, keV	Сравниваемые с теорией величины	Экспериментальные значения	Теоретические значения для разных мультиполей					Предполагаемый тип перехода
			$E1$	$M1$	$E2$	$M2$	$E3$	
121,0	K/L	6,2±0,6	6,9	6,9	1,8	4,5	0,35	$M1$
	α_K	1,34* 1,2**	0,14	0,83	0,68	6,6	2,8	
197,6	K/L	3,4±0,3	7,1	7,0	3,3	5,2	1,0	$E2$
	α_K	0,195*	0,03	0,19	0,16	1,0	0,60	

* По данным Городинского и др. [9].

** Рассчитано из относительных интенсивностей γ-лучей [9] и K-конверсионных линий для переходов $E_\gamma = 121$ и 197,6 keV.

перехода и получено значение $\alpha_K = 0{,}195$, указывающее на переходы типа $M1$ или $E2$ (табл. 4). Наконец, рассмотрение всей совокупности данных о схеме распада также приводит к выводу, что переход $E_\gamma = 197{,}6$ keV принадлежит к типу $E2$.

Точному определению отношения $K : L$ в случае перехода 121 keV сильно мешает размытие линий и наличие близких линий несколько меньших энергий. Полученное в опытах отношение $K : L = 6{,}2 \pm 0{,}6$ указывает на то, что данный переход принадлежит скорее всего к типу $M1 + E2$. Однако Берлович и др. [10] пришли к заключению, что измеренный ими верхний предел для времени данного γ-перехода ($\tau_\gamma \leqslant 5 \cdot 10^{-10}$ сек) противоречит предположению о смеси типа $M1 + E2$, но согласуется с возможностью чистого перехода типа $E1$. Как видно из табл. 4, экспериментальное значение отношения $K : L$ действительно можно интерпретировать в пределах погрешности измерений, как соответствующее переходу типа $E1$. Но данные о величине коэффициента внутренней конверсии противоречат такой интерпретации. Согласно данным работы [9], $\alpha_{K\text{-}121} = 1{,}34$. Кроме того, коэффициент конверсии можно рассчитать из относительных интенсивностей γ-лучей и линий конверсионных электронов. По данным работы [9] $I_{\gamma\text{-}121} : I_{\gamma\text{-}198} = 1 : 1{,}56$, а по нашим данным, $e_{K\text{-}121} : e_{K\text{-}198} = 4{,}8$. Так как переход $E_\gamma = 197{,}6$ keV, согласно сказанному выше, следует считать чистым электрическим квадруполем, то для него можно принять теоретическое значение $\alpha_2 = 0{,}16$. Расчет коэффициента внутренней конверсии по указанным величинам

дает $\alpha_{K\text{-}121} = 1{,}2$. Последнее значение весьма близко к теоретическому (0,83) для $M1$-перехода, но все же заметно его превосходит. Однако ни для какой другой мультипольности экспериментальные значения $K:L$ и α_K не подходят лучше, чем для $M1$ (табл. 4). Согласие было бы еще более полным, если бы отношение интенсивностей γ-лучей E_γ—121,0 и 197,6 keV было бы ближе к единице, чем это определено в опытах Городинского и др. На основании сказанного мы приходим к заключению, что переход $E_\gamma = 121{,}0$ keV есть переход типа $M1$.

Для переходов с большей энергией — $E_\gamma = 600$ и 676 keV, а также для возможного перехода $E_\gamma = 800$ keV можно указать лишь относительные интенсивности K-конверсионных линий. Об отношениях $K:L$ можно сказать очень мало. Если принять возможные по схеме распада мультипольности указанных переходов $M1$, $E2$ и $E3$, соответственно, то можно оценить и их относительные интенсивности.

Подсчет полных относительных интенсивностей ядерных переходов производился на основании данных по конверсионным электронам и с использованием теоретических значений коэффициентов внутренней конверсии для чистых мультиполей.

Результат следующий:

$$I_{77} : I_{121} : I_{198} : I_{600} : I_{676} : I_{800} = (\sim 0{,}2) : 1{,}5 : 1 : 0{,}20 : 0{,}48 : (0{,}02).$$

Наибольшую достоверность имеет значение относительных интенсивностей в случае переходов с энергиями 121 и 197,6 keV. Остальные данные, как следует из изложенного выше, являются предположительными.

Любопытно сопоставить схемы основных переходов и связанных с ними нижних уровней в Eu^{147} и Eu^{149} с таковыми для Eu^{151} и Eu^{153} [15] (рис. 6). В случае первых трех из указанных изотопов ${}_{63}Eu^{147}_{84}$, ${}_{63}Eu^{149}_{86}$ и ${}_{63}Eu^{151}_{88}$ число нейтронов меньше критического $N_{кр} = 89$. Все эти ядра имеют систему нижних уровней, вполне определенно описывающихся схемой Майер. Бросается в глаза полное подобие рассматриваемых систем уровней. Характерное отличие состоит лишь в том, что расстояние между уровнями оказываются все меньше по мере того, как мы удаляемся от ядра с заполненной нейтронной оболочкой в области ядер, близких к вытянутым. Энергия первого уровня, равная 229 keV для Eu^{147}, уменьшается до значения 150 keV у Eu^{149} и достигает очень малой величины — 22 keV в случае Eu^{151}. Аналогичная ситуация и для уровня $h_{11/2}$; при переходе от Eu^{147} к Eu^{151} энергия его убывает с 625 до 497, а затем до 197 keV. Как видно из энергий соответствующих переходов, разности энергий уровней также убывают.

Система уровней ядра ${}_{63}Eu^{153}_{90}$, имеющего число нейтронов больше критического, описывается уже схемой Нильсона, а не Майер; у этого ядра известны два вращательных состояния с энергиями 84 и 194 keV. Оно, несомненно, является вытянутым.

V. Схема распада Eu^{147}

Схема распада $Eu^{147} \to Sm^{147}$ была недавно рассмотрена в работе [9]. В настоящей работе оказалось возможным дополнить эту схему переходами 76,5, 600, 676 и 800 keV (рис. 8). Энергия распада была рассчитана на основании эмпирической формулы Леви для масс атомов [8].

Ядра ${}_{63}Eu^{147}_{84}$ и ${}_{62}Sm^{147}_{85}$ содержат менее 88 нейтронов и принадлежат к числу сферических. Поэтому к построению схемы их уровней естественно подходить с точки зрения модели Майер.

Как было принято выше в разделе о схеме распада Gd^{147}, характеристика основного состояния Eu^{147} есть $d_{5/2}$. Основное состояние ${}_{62}Sm^{147}_{85}$

должно быть, согласно модели Майер, $h_{9/2}$, или $f_{7/2}$. Мы отдаем предпочтение характеристике $h_{9/2}$, основываясь на предполагаемой схеме распада и мультипольностях ядерных переходов в Sm^{147}. Однако мы не располагаем строгими экспериментальными доказательствами для выбора $h_{9/2}$. Отметим, что характеристика $h_{9/2}$ не противоречит данным по β^--распаду $Pm^{147} \to Sm^{147}$. Основное состояние Pm^{147} должно быть, согласно модели Майер, $d_{5/2}$ или $g_{7/2}$. Следовательно, β^--переход между основными уровнями должен в данном случае принадлежать к числу запрещенных первого порядка ($\Delta I = 1$ или 2, да). Величина $\lg f\tau = 7{,}5$ не противоречит такому запрещению.

Среди наблюденных переходов в Sm^{147} наибольшей интенсивностью обладают E_γ—121,0 и 197,6 keV. Очевидно, данные переходы должны иметь место между нижними уровнями. При исследовании γ—γ-совпадений [11] было установлено, что переходы с энергиями 121,0 и 197,6 keV не находятся в каскаде. Следовательно, они должны определять два уровня с энергиями 121 и 198 keV.

Рис. 8. Предположительная схема распада $Eu^{146} \to Sm^{147}$. Мультипольности переходов $E_\gamma = 600$ и 676 keV основаны только на схеме распада. Относительные вероятности переходов указаны в тексте

Существование уровня 121 keV подтверждается и другим путем. При β-распаде $Pm^{147} \to Sm^{147}$ испускаются слабые γ-лучи с энергией 121 keV [12]. Так как вся энергия распада в этом случае составляет 226 keV, то наличие таких γ-лучей доказывает, что первым или одним из первых возбужденных уровней в Sm^{147} является уровень с энергией 121 keV.

Переход с энергией 76,5 keV происходит, по всей видимости, между уровнями с энергиями 198 и 121 keV.

Если приписать, согласно модели Майер, первому возбужденному уровню характеристику $f_{7/2}$, а второму — $f_{5/2}$, то экспериментально определенные мультипольности переходов $E_\gamma = 121{,}0$ keV ($M1$) и $E_\gamma = 198$ keV ($E2$) будут находиться в прекрасном согласии с тем, что можно ожидать на основании схемы уровней (рис. 8). Предположение о том, что переход $E_\gamma = 76{,}5$ keV есть переход типа $M1$, также соответствует схеме уровней.

Значения энергий двух жестких γ-линий 600 и 676 keV дают основания для предположения о существовании еще одного уровня с энергией 800 keV; γ-лучи указанных энергий отвечают переходам с уровня 800 keV на первый и второй возбужденные уровни (см. рис. 8). Ядерный переход $E_\gamma = 800$ keV, предположительно отнесенный нами к Eu^{147}, мог бы быть прямым переходом с верхнего уровня в основное состояние. Квантовая характеристика уровня 800 keV, согласно модели Майер, есть скорее всего $p_{3/2}$. Ожидаемые при этом по схеме уровней мультипольности переходов $E_\gamma = 600$ и 676 keV указаны на рис. 8: $M1$ и $E2$, соответственно. Переход $E_\gamma = 800$ keV должен был бы быть типа $M3$. К сожалению, имеющихся экспериментальных данных для надежной идентификации рассматриваемых переходов недостаточно. Однако следует отметить, что рассчитанные по формуле Мошковского относительные вероятности трех данных переходов плохо согласуются со значениями их относительных интенсивностей, рассчитанных из числа конверсионных электронов и для предполагаемых мультипольностей. Особенно большое расхождение

имеет место в случае перехода $E_\gamma = 800$ keV — формула Мошковского дает в $\sim 10^5$ раз меньшую вероятность перехода по сравнению с ожидаемой.

На основании приведенных в конце разд. IV данных об интенсивностях ядерных переходов можно приблизительно рассчитать относительные вероятности электронного захвата в Eu^{147} на различные уровни Sm^{147}. Результаты подсчета, выраженные в тех же единицах, в каких были выражены интенсивности ядерных переходов ($I_{198} = 1{,}00$), следующие: интенсивность захвата на уровень $E = 800$ keV — 0,70; на уровень $E = 198$ keV — 1,0 и на уровень $E = 121$ keV — 0,85. Для определения вероятности захвата на основное состояние Sm^{147} необходимо было бы знать полное число Оже-электронов. Однако, к сожалению, мы не располагали препаратами, содержащими чистый Eu^{147}; они всегда имели значительные примеси других изотопов Eu. Между тем в работе [9] была произведена оценка относительной вероятности захвата в основное состояние Sm^{147} — 16% и на возбужденные уровни — 84%. Приняв эти значения, мы рассчитали по нашим данным относительные вероятности распада Eu^{147} на различные уровни Sm^{147}: $E = 121$ keV — 28%, $E = 198$ keV — 33% и $E = 800$ keV — 23%.

Авторы выражают глубокую благодарность директору Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ В. П. Джелепову и обслуживающему персоналу синхроциклотрона за облучение образцов тантала.

Мы весьма благодарны А. Н. Мурину, Г. М. Городинскому, В. Н. Покровскому и В. А. Сергиенко за интерес к работе, сообщение своих результатов до опубликования и дискуссию.

Мы также весьма признательны Л. А. Сливу и И. М. Банд за предоставление значений коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей на L-подоболочках до опубликования.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 895
2. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Тезисы докладов VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 28.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
3. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблицы изотопов.— ИЛ, 1956.
4. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский Б. К., Тезисы докладов VII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 26.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
5. Shirley V., Smith W., Rasmussen J., Nucl. Phys., **4**, 395 (1957).
6. Адамчук В. К., Башилов А. А., Преображенский Б. С., см. настоящий номер журнала, стр. 919
7. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. А.. Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, 1958.
8. Riddell J., A. Table of Levy's Empirical atomic Masses.— AECL, CRP — 654, Canada, 1957.
9. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., **21**, 1624 (1957).
10. Берлович Э. Е., Гротовский К. М., Бониц М. П., Бреслав В. И., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., **21**, 1643 (1957).
11. Городинский Г. М., Покровский В. Н., Фирсов Е. И., Уч. зап. Ленингр. гос. пед. ин-та. Сер. физ.-мат. **10**, 272 (1957).
12. Langevin-Joliot H., J. phys. et radium, **17**, 497 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. К. АДАМЧУК, А. А. БАШИЛОВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНЫХ ПЕРЕХОДОВ в Eu^{147} и Eu^{149}

Введение

При распаде Gd^{147} и Gd^{149} путем электронного захвата образуются ядра Eu^{147} и Eu^{149} в различных энергетических состояниях. Как показало исследование спектров конверсионных электронов [1—3], при этом в Eu^{147} и Eu^{149} возникает большое число ядерных переходов. В случае Eu^{147} наблюдено свыше двадцати переходов с энергиями в интервале от 230 до $\sim$1000 keV. В случае Eu^{149} имеется по крайней мере восемь переходов с энергиями от 150 до $\sim$500 keV. Схемы распада $Gd^{147} \rightarrow Eu^{147}$ и $Gd^{149} \rightarrow Eu^{149}$ сложны [2, 3]. Для их построения необходимо знание квантовых характеристик уровней. Для установления последних в свою очередь необходимо определить мультипольности ядерных переходов в Eu^{147} и Eu^{149}.

Один из основных методов определения мультипольности основан на сравнении экспериментальных значений коэффициентов внутренней конверсии с теоретическими. Однако при экспериментальном определении коэффициентов внутренней конверсии необходимо обычно иметь сведения о схеме распада. В случае сложных схем распада нахождение коэффициента внутренней конверсии оказывается затруднительным.

В настоящей работе использовался способ определения коэффициентов внутренней конверсии, не требующий никаких сведений о схеме распада. Он основан на измерениях при помощи магнитного спектрометра числа конверсионных электронов и числа γ-фотонов (по фотоэлектронам), испускаемых одним и тем же источником.

Аналогичные опыты проводились Карамяном и Прокофьевым [4].

Экспериментальная методика

Использованный в настоящей работе способ определения коэффициентов внутренней конверсии, не зависящий от знания схемы распада, заключался в следующем.

Для одного и того же радиоактивного препарата при помощи магнитного спектрометра измерялось число конверсионных электронов n_e и число фотоэлектронов n_γ. Источник электронов состоял из радиоактивного препарата, медного фильтра (0,3 мм), алюминиевого фильтра (0,1 мм) и радиатора фотоэлектронов — висмутовой фольги с поверхностной плотностью 1,6 мг см$^{-2}$. Источник вначале устанавливался в фокусе спектрометра в положении, требуемом для регистрации конверсионных электронов; затем он поворачивался и регистрировались фотоэлектроны.

Число фотоэлектронов n_γ, попадающих из радиатора в приемную щель спектрометра, можно представить приближенно в виде произведения нескольких множителей:

$$n_\gamma \approx N_\gamma \omega P D \tau \theta \Omega_\gamma, \qquad (1)$$

где N_γ — число γ-фотонов, излучаемых препаратом, ω — эффективный телесный угол, под которым виден радиатор из препарата, $P = P(E_\gamma)$ —

функция, учитывающая поглощение γ-лучей в фильтре между препаратом и радиатором, D — эффективная толщина радиатора, τ — коэффициент фотоэлектрического поглощения, $\theta = \theta(E_\gamma)$ — функция, учитывающая угловое распределение фотоэлектронов и зависящая от атомного номера элемента, из которого сделан радиатор, Ω_γ — эффективный телесный угол спектрометра для радиатора выбранных размеров.

Таким образом, число зарегистрированных фотоэлектронов пропорционально числу γ-фотонов и коэффициенту фотоэлектрического поглощения:

$$n_\gamma = g_\gamma(E_\gamma)\,\tau N_\gamma. \qquad (2)$$

Приборный фактор пропорциональности $g_\gamma(E_\gamma)$ зависит от геометрии источника электронов и прибора, а также от энергии γ-излучения.

Из выражения (1) видно, что функция $g_\gamma(E)$ зависит от энергии только через посредство множителей $P(E_\gamma)$ и $\theta(E_\gamma)$. При возрастании энергии γ-лучей их поглощение в фильтре медленно уменьшается, а $P(E_\gamma)$ возрастает, стремясь к числу, близкому к единице. В то же время угловое распределение фотоэлектронов постепенно сужается в направлении движения γ-фотона и, следовательно, вероятность их попадания в угол захвата спектрометра увеличивается, т. е. функция $\theta(E_\gamma)$ возрастает. На основании приведенного схематического рассмотрения можно ожидать, что фактор пропорциональности g_γ в широком интервале энергии есть медленно возрастающая функция E_γ.

Число конверсионных электронов, регистрируемых спектрометром, равно

$$n_e = \Omega_e N_e. \qquad (3)$$

Эффективные телесные углы спектрометра для регистрации конверсионных электронов (Ω_e) и фотоэлектронов (Ω_γ) могут несколько отличаться из-за различных приборных причин.

Коэффициент внутренней конверсии $\alpha = N_e/N_\gamma$ связан с измеряемыми величинами n_e и n_γ следующим очевидным соотношением:

$$\alpha = g\tau\frac{n_e}{n_\gamma}, \qquad (4)$$

где g отличается от g_γ только на постоянный множитель

$$g(E_\gamma) = g_\gamma/\Omega_e \approx \omega P D\theta\frac{\Omega_\gamma}{\Omega_e}. \qquad (5)$$

Функцию $g(E_\gamma)$ можно вычислить, но было признано более рациональным определить несколько ее значений при помощи специальных калибровочных опытов, в которых использовались бы γ-лучи с хорошо известными коэффициентами конверсии, и затем построить интерполяционную кривую. Чисто эмпирическое определение $g(E_\gamma)$ находит свое оправдание в том, что теория фотоэффекта развита в настоящее время недостаточно строго. Это касается как углового распределения фотоэлектронов, так и абсолютных значений полного коэффициента τ. При калибровке по известным α функция $g(E_\gamma)$ полностью учитывает угловое распределение фотоэлектронов, а также отклонения принятых (табличных) значений τ [5] от истинных. Так как возможные расхождения невелики, то они не сильно влияют на величину $g(E_\gamma)$. Величину τ можно было

Таблица 1

Результаты калибровочных опытов

Изотоп	Энергия перехода, keV	Тип перехода	Экспериментальное значение α_K	Теоретическое значение α_K	g, см
ThB	238,6	$M1$	0,66±0,03	0,69	$1{,}9\cdot10^{-4}$
Au^{198}	411,8	$E2$	0,030±0,001	0,030	$2{,}1\cdot10^{-4}$
Cs^{137}	661,5	$M4$	0,10±0,01	0,11	$2{,}3\cdot10^{-4}$

бы включить в функцию $g(E_\gamma)$, но в этом случае последняя имела бы очень резкий ход с энергией, и для проведения надежного интерполяционного графика потребовалось бы большое число градуировочных точек.

Все калибровочные измерения производились в строго идентичных геометрических условиях, точно таких же, в каких велись основные

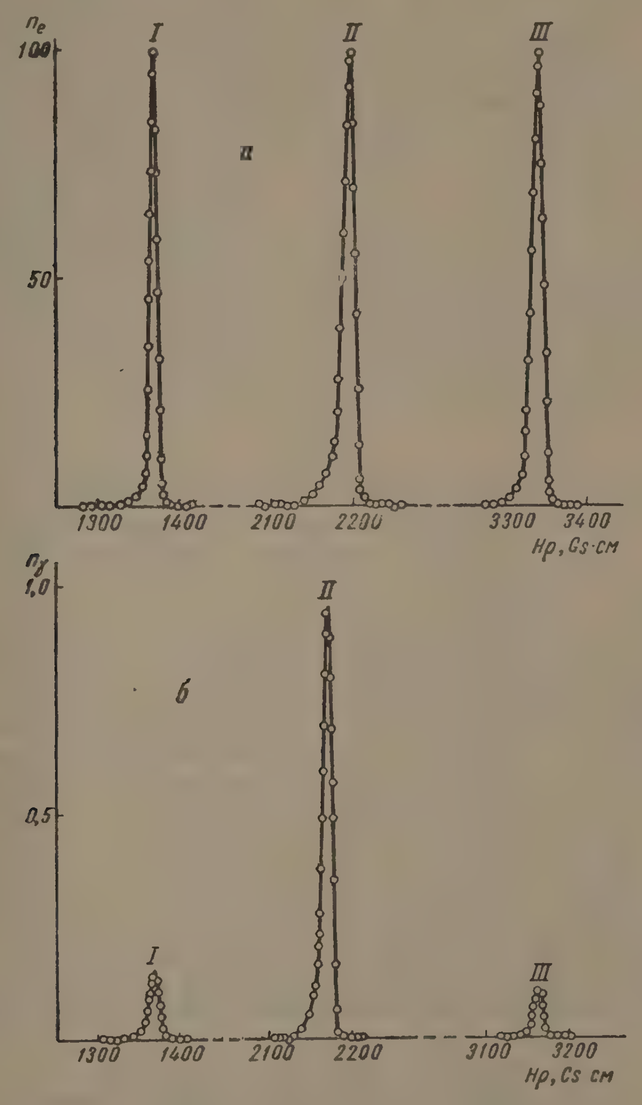


Рис. 1. Спектры конверсионных электронов (*а*) и фотоэлектронов (*б*) γ-лучей ThB с $E_\gamma = 238{,}6$ keV (I), Au^{198} с $E_\gamma = 412$ keV (II) и Cs^{137} с $E_\gamma = 661{,}5$ keV (III). Фон во всех случаях вычтен

измерения. Во всех случаях использовался один и тот же радиатор фотоэлектронов.

При калибровке использовались коэффициенты внутренней конверсии γ-лучей ThB ($E_\gamma = 238{,}6$ keV, γ-линия F), Au^{198} ($E_\gamma = 412$ keV) и Cs^{137} ($E_\gamma = 661{,}6$ keV). В табл. 1 приведены теоретические и средние экспериментальные значения α для указанных γ-лучей по литературным данным.

В случае F-линии ThB экспериментальное значение $\alpha_K = 0{,}66 \pm 0{,}03$ было получено в результате работ многих авторов [6]. Кроме того,

в последнее время для F-линии были произведены весьма тщательные измерения отношений коэффициентов конверсии на L_1-, L_2- и L_3-подоболочках [7, 8]. Из результатов однозначно следует, что рассматриваемый ядерный переход является магнитно-дипольным. Возможная примесь электрического квадруполя не превышает 1%. Этот факт дает право использовать для калибровки теоретическое значение α_K для чистого $M1$-перехода. Приведенное в таблице $\alpha_K = 0{,}69$ взято по данным Слива и Банд [9].

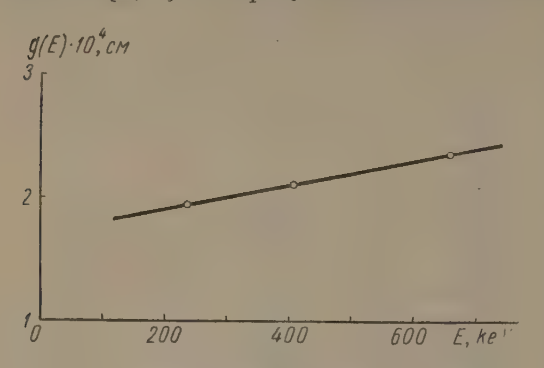


Рис. 2. Градуировочная кривая: зависимость от энергии функции g

Определению коэффициента внутренней конверсии γ-излучения Au^{198} ($E_\gamma = 412$ keV) посвящено много работ. Мультипольность перехода определена как $E2$ [10—12]. Наиболее вероятное экспериментальное значение $\alpha_K = 0{,}030 \pm 0{,}001$ точно совпадает с теоретическими данными Слива и Банд [9] для $E2$-перехода ($\alpha_K = 0{,}030$).

Коэффициент внутренней конверсии γ-лучей Cs^{137} также определялся в большом числе работ [10, 11, 13]. Мультипольность γ-перехода ($M4$) установлена хорошо. Наиболее вероятное экспериментальное значение $\alpha_K = 0{,}10 \pm 0{,}01$. Для наших калибровочных опытов мы выбрали теоретическое значение $\alpha_K = 0{,}11$.

На рис. 1, *а* приведены типичные экспериментальные кривые, изображающие конверсионные линии ThB, Au^{198} и Cs^{137}, выбранные для наших калибровочных опытов. Все линии нормированы к одной высоте. На рис. 1, *б* приведены линии фотоэлектронов тех же γ-лучей. Относительные высоты фотопиков соответствуют конверсионным линиям равной высоты. Масштабы по оси ординат на рис. 1, *а* и 1, *б* различаются в 100 раз. Следует отметить, что так как толщина фильтра была взята малой (для увеличения ω), быстрые β-частицы Th (B + C + C′) и Au^{198} проходили сквозь фильтр и создавали значительный фон под фотопиками. В случае Cs^{137} фон был малым. В последующих опытах употреблялся более толстый фильтр, и фон от β-частиц был уничтожен.

Полученные на опыте значения $g(E_\gamma)$ для выбранных энергий γ-лучей приведены в табл. 1. На рис. 2 результаты градуировки изображены графически. Как и следовало ожидать, функция $g(E_\gamma)$ изменяется с энергией медленно. Плавный ход кривой позволяет производить ее экстраполяцию на довольно широкую область энергий.

Описанная выше методика позволяет также произвести измерения относительных интенсивностей γ-линий по фотоэлектронам с учетом их углового распределения. Из формулы (4) для отношения чисел γ-фотонов непосредственно вытекает

$$\frac{N_{\gamma_2}}{N_{\gamma_1}} = \frac{g_1\tau_1}{g_2\tau_2}\,\frac{n_{\gamma_2}}{n_{\gamma_1}}. \qquad (6)$$

Это соотношение было использовано для определения относительных интенсивностей γ-лучей, излучаемых при распаде Gd^{147} и Gd^{149}.

Результаты измерений

В спектре конверсионных электронов Gd^{147} наблюдаются весьма интенсивные линии, отвечающие ядерным переходам в Eu^{147} с энергиями 229, 370 и 396 keV. Относительные интенсивности других переходов значительно меньше.

Аналогично, в случае электронного захвата в Gd^{149} наряду с относительно слабыми переходами в ядре Eu^{149}, возбуждаются весьма интенсивные переходы с энергиями 150, 298 и 346 keV.

В настоящей работе определялись коэффициенты внутренней конверсии для указанных основных переходов Eu^{147} и Eu^{149} по описанной выше методике. Все измерения производились в тех же стандартных условиях, что и калибровка.

На рис. 3 изображены линии конверсионных электронов, отвечающие основным ядерным переходам в Eu^{147} и Eu^{149} (радиоактивные изотопы Gd^{147} и Gd^{149}). Скорость счета выражена в относительных единицах. На спаде линии *K*-150 и перед линиями *K*-346 и *K*-396 находятся линии *L*-114 (Gd^{146}), *L*-298 (Gd^{149}) и *L*-346 (Gd^{149}), соответственно, но это, как видно из рисунка, не мешает хорошо определить интенсивности указанных γ-линий.

На рис. 4 изображены фотоэлектронные линии тех же γ-лучей. Здесь линии *K*-229 и *L*-150 полностью не разрешены из-за довольно большой поверхностной плотности радиатора (Bi~1,6 мг $см^{-2}$). Но интенсивности каждой линии определяются хорошо, так как линию *L*-150 (Gd^{149}, $T_{1/2}=$ = 10 дн.) можно измерить после того, как распадется Gd^{147} (T = 36 час),

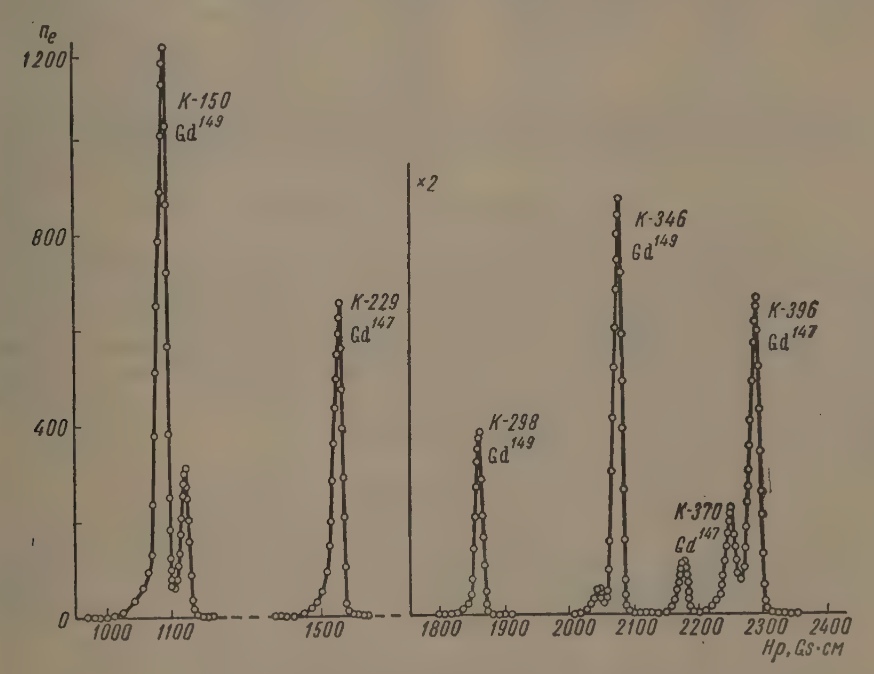


Рис 3. Спектр конверсионных электронов γ-лучей Gd^{147} и Gd^{149}

которому принадлежит *K*-229. Линия *K*-150 имеет полуширину 2,5%, так как энергия ее электронов мала (около 60 keV), и они испытывают сильное торможение в радиаторе. По той же причине возможно занижение интенсивности линии *K*-150.

Линии с большей энергией имеют полуширину 0,57%.

Фотоэлектронные линии наблюдаются на значительном фоне, который вызывается комптоновскими электронами от жестких γ-лучей Gd^{147}. Фоновые условия при измерении короткоживущего изотопа Gd^{147} были несколько хуже, чем в случае Gd^{149}. Последний изучался после распада Gd^{147}. Результаты определения коэффициентов внутренней конверсии сравниваются в табл. 2 с теоретическими значениями для переходов различных типов. Последняя колонка показывает, какой вывод следует сделать о мультипольности изучаемых переходов.

Наиболее интересный вывод состоит в том, что переходы в Eu^{147} с энергией 396 keV и в Eu^{149} с энергией 346 keV являются переходами типа $M2$.

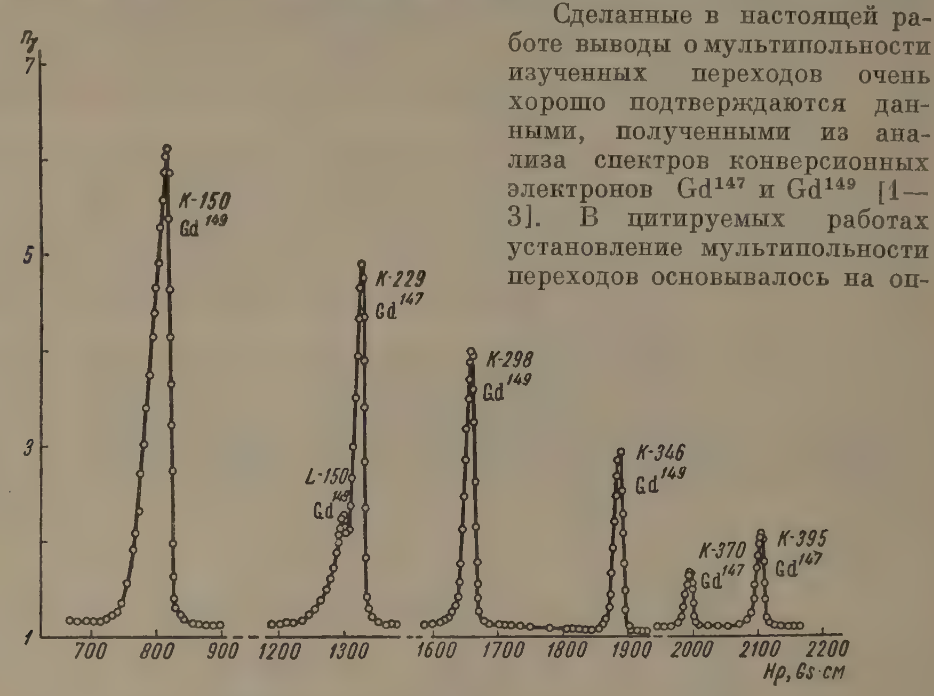


Рис. 4. Спектр фотоэлектронов γ-лучей Gd^{147} и Gd^{149}

Сделанные в настоящей работе выводы о мультипольности изученных переходов очень хорошо подтверждаются данными, полученными из анализа спектров конверсионных электронов Gd^{147} и Gd^{149} [1—3]. В цитируемых работах установление мультипольности переходов основывалось на определении отношений коэффициентов конверсии, главным образом на K- и L-атомных оболочках. Однако этот метод далеко не всегда позволяет делать определенные выводы. Например, имеющий место в нашем случае переход типа $M2$ легко мог бы быть интерпретирован как смесь $M1+E2$ и при этом был бы потерян интересный результат. Метод определения мультипольности перехода по абсолютной величине коэффициента конверсии оказался в этом случае решающим.

Таблица 2

Мультипольности ядерных переходов в Eu^{147} и Eu^{149}

Ядро	Энергия перехода, keV	Экспериментальное значение α	Теоретическое значение α для переходов разного типа					Предполагаемый тип перехода
			$E1$	$M1$	$E2$	$M2$	$E3$	
Eu^{149}	150	0,53±0,07	0,080	0,51	0,37	3,2	1,4	$M1$
Eu^{147}	229	0,16±0,02	0,027	0,15	0,10	0,74	0,36	$M1$
Eu^{149}	298	0,066±0,007	0,013	0,075	0,046	0,31	0,13	$M1$
Eu^{149}	346	0,18±0,02	0,0089	0,050	0,030	0,19	0,083	$M2$
Eu^{147}	370	0,051±0,01	0,0076	0,043	0,025	0,16	0,074	$M1$
Eu^{147}	396	0,15±0,02	0,0067	0,035	0,021	0,13	0,062	$M2$

Вторым результатом настоящей работы являются данные об относительных интенсивностях γ-лучей Gd^{147} и Gd^{149}. В табл. 3 сравниваются относительные интенсивности, полученные в настоящей работе и в работе Расмуссена с сотрудниками [1]. Как видно, приведенные данные в случае Gd^{149} довольно сильно различаются, и расхождения выходят за пределы экспериментальных ошибок. Это может быть связано частично с недостаточно точно учтенным поглощением фотоэлектронов в радиаторе в случае мягких γ-лучей $E_\gamma = 150$ keV. Фотоэлектроны с K-оболочки висмута для указанной линии имеют энергию 60 keV, применявшийся

радиатор для таких электронов слишком толст. С другой стороны, расхождение, вероятно, частично связано с невысокой разрешающей способностью сцинтилляционного счетчика, употреблявшегося в работе Расмуссена для определения относительных интенсивностей γ-лучей.

Обсуждение результатов

Знание мультипольностей основных переходов в Eu^{147} и Eu^{149} позволяет составить скелетные схемы распада Gd^{147} и Gd^{149}.

Ядра Eu^{147} и Eu^{149} имеют нечетное число протонов ($Z = 63$) и четное число нейтронов (84 и 86, соответственно). Так как число нейтронов меньше критического числа 89, характеризующего переход от круглых ядер к вытянутым, следует ожидать, что рассматриваемые ядра Eu относятся к классу сферических и описываются в основных чертах моделью Майер. Согласно схеме Майер, основные состояния Eu^{147} и Eu^{149} имеют характеристики $g_{7/2}$ или $d_{5/2}$. Среди возбужденных уровней должен быть уровень $h_{11/2}$. Сопоставляя относительные интенсивности основных переходов и их мультипольности, естественно предположить, что самые интенсивные переходы в Eu^{147} и Eu^{149} типа $M1$ с энергиями 229 и 150 keV, а также переходы типа $M2$ с энергиями 396 и 346 keV, соответственно,— идут в каскаде и расположены на схемах распада так, как показано на рис. 5. Следует подчеркнуть, что указанная интерпретация нижних уровней Eu^{147} и Eu^{149} существенно связана с установленными в работе мультипольностями и интенсивностями переходов, так как по модели Майер возможны и другие характеристики уровней.

Таблица 3

Относительные интенсивности γ-лучей Gd^{147} и Gd^{149}

Радиоактивное ядро	Энергия перехода, keV	Относительные интенсивности	
		Шерли и др. [1]	Данная работа
Gd^{147}	229	2,4	2,1±0,2
	370	0,41	0,48±0,05
	396	1	1
Gd^{149}	150	2,4	1,8±0,4
	298	1,6	1,2±0,1
	346	1	1

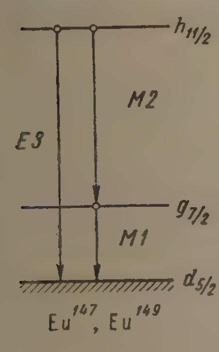


Рис. 5. Схема расположения основных переходов в ядрах Eu^{147} и Eu^{149}

Указанное на рис. 5 расположение двух основных переходов находит весьма убедительное подтверждение в том, что наблюдаются прямые переходы с верхнего уровня $h_{11/2}$ в основное состояние $d_{5/2}$ с энергиями 625 keV (Eu^{147}) и 497 keV (Eu^{149}), принадлежащие к типу $E3$ [2, 3]. Другое подтверждение дает метод совпадений [1, 14], доказывающий одновременность предполагаемых каскадных переходов как в случае Eu^{147}, так и в Eu^{149}.

Относительно переходов типа $M1$ (или $M1 + E2$) с энергиями 370 и 298 keV можно предположить, что они идут с более высоких уровней на уровни $h_{11/2}$. Характеристики этих уровней есть, по-видимому, $^9/_2$ или $^{11}/_2$. Такое расположение указанных переходов не свободно от возражений [2]. К тому же следует отметить, что введенные только что уровни нельзя объяснить в рамках модели Майер, так как в рассматриваемой оболочке нет уровней со столь высокими спинами.

Любопытно сопоставить схемы основных переходов и связанных с ними нижних уровней в Eu^{147} и Eu^{149} с таковыми для Eu^{151} и Eu^{153} [15] (рис. 6). В случае первых трех из указанных изотопов $_{63}Eu^{147}_{84}$, $_{63}Eu^{149}_{86}$ и $_{63}Eu^{151}_{88}$ число нейтронов меньше критического $N_{кр} = 89$. Все эти ядра имеют систему нижних уровней, вполне определенно описывающихся схемой Майер. Бросается в глаза полное подобие рассматриваемых систем уровней. Характерное отличие состоит лишь в том, что расстояния между

уровнями оказываются все меньше по мере того, как мы удаляемся от ядра с заполненной нейтронной оболочкой в области ядер, близких к вытянутым. Энергия первого уровня, равная 229 keV для Eu^{147}, уменьшается до значения 150 keV у Eu^{149} и достигает очень малой величины — 22 keV в случае Eu^{151}. Аналогична ситуация и для уровня $h_{11/2}$; при переходе от Eu^{147} к Eu^{151} энергия его убывает с 625 до 497, а затем до 197 keV. Как видно из энергий соответствующих переходов, разности энергий уровней также убывают.

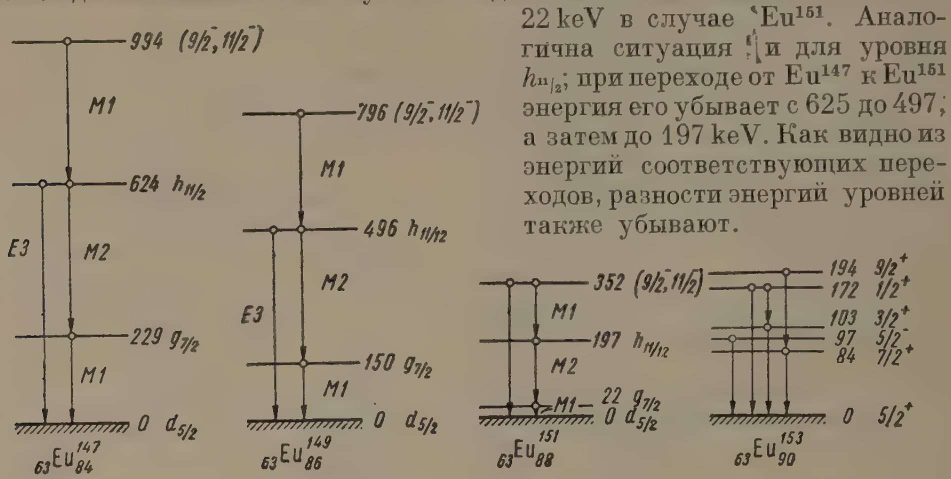


Рис. 6. Изменение расположения нижних уровней при переходе от круглых ядер (Eu^{147}, Eu^{149}, Eu^{151}) к вытянутым (Eu^{153})

Система уровней ядра $_{63}Eu^{153}_{90}$, имеющего число нейтронов больше критического, описывается уже схемой Нильсона, а не Майер; у этого ядра известны два вращательных состояния с энергиями 84 и 194 keV. Оно, несомненно, является вытянутым.

Рассмотренные примеры схем уровней иллюстрируют характер их изменения при переходе от круглых ядер к вытянутым.

Авторы выражают глубокую благодарность директору лаборатории ядерных проблем ОИЯИ В. П. Джелепову и обслуживающему персоналу синхроциклотрона за облучение образцов тантала.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Shirley V., Smith W., Rasmussen J., Nucl. Phys., 4, 395 (1957).
2. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр 906.
3. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 895.
4. Прокофьев П. Т., Диссертация, ВНИИМ, 1957.
5. Dawisson C., Evans R., Rev. Mod. Phys., 24, 79 (1952).
6. Wapstra A., Nijgh G., Nucl. Phys., 1, 245 (1956).
7. Кельман В. М., Романов В. А., Мецхваришвили Р. Я., Докл. АН СССР, 103, 577 (1955).
8. Крисюк Э. М., Латышев Г. Д., Листенгартен М. А., Острецов Л. А., Сергеев А. Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 363 (1956).
9. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
10. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов. Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
11. Сиборг Г., Перельман И., Холлендер Дж., Таблицы изотопов.— ИЛ., 1950.
12. L. Simons, Phys. Rev. 86, 570 (1952).
13. Yasukozu Yashizama, Nucl. Phys., 5, 122 (1958).
14. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. А., Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии, 1958.
15. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 135 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. В. ЗОЛОТАВИН и В. Я. МИШИН

СПЕКТР КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ As^{73}

Основные черты схемы распада As^{73} в настоящее время уже известны; на рис. 1 приведена схема, предложенная в работе [1] и уточненная в работах [2—4].

Нами было проведено исследование спектра конверсионных электронов As^{73} на β-спектрометре с разрешением 0,4 % [5]. Источник As^{73} был получен путем облучения естественного германия дейтонами с энергией 10,8 MeV и содержал As^{73} и остатки As^{74}. Способ его изготовления описан в работе [6].

Так как конверсионные линии As^{73} сильно возвышаются над сплошным спектром As^{74}, то последний не мешал изучению спектра As^{73}. Большая

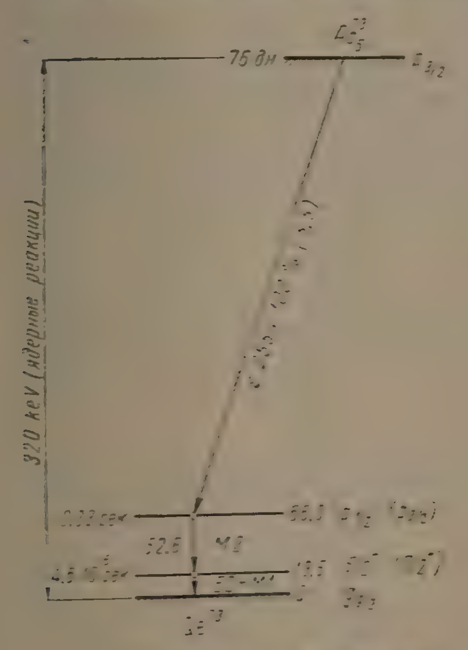


Рис. 1. Схема распада As^{73}

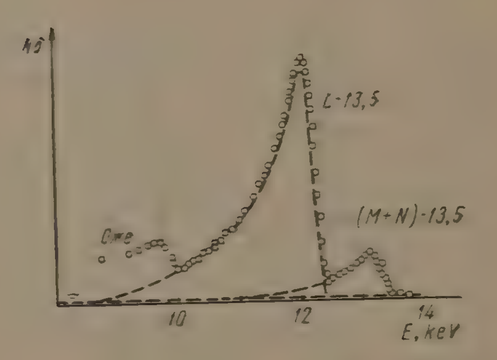


Рис. 2. *L*- и (*M* + *N*)-конверсионные линии перехода 13,5 keV

удельная активность препарата позволила приготовить достаточно тонкий источник: поглощение электронов в источнике было очень мало. Контрольные опыты с источником, в 5 раз более тонким, показали, что оно не больше 2—5 % для электронов с энергией 12 keV. Входное окно счетчиков вносило большую погрешность в интенсивность линий 12 и 50 keV. Пленки входного окна пропускали электроны, начиная с энергии 8 keV, и приходилось вносить поправки, достигающие нескольких десятков процентов, для линии 12 keV.

Нами были замечены конверсионные линии только от двух переходов, указанных на рис. 1: были определены энергии и относительные интенсивности конверсионных линий этих переходов: *L*- и (*M* + *N*)-линий перехода с энергией 13,5 keV (рис. 2) и *K*-, *L*- и (*M* + *N*)-линий перехода с энергией 52,8 keV (рис. 3). В табл. 1 приведены наши результаты и данные работы Иогансона [7]. Сравнение показывает хорошее совпадение по энергиям этих переходов и незначительное расхождение в интенсивностях линий.

3*

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности конверсионных линий

Линии	Наши результаты			Данные работы [7]		
	E_e	$h\nu$	I_e	E_e	$h\nu$	I_e
L_1	12,3	13,5±0,5 (L_1, M_1+N_1)	7,2±1*	12,1	13,5±0,3 (L_1, M_1+N_1)	8,3
M_1+N_1	13,4		1,1±0,2	13,3		1,5
K_2	41,8	52,8±0,5 (K_2, L_2, M_2+N_2)	10,0	42,6	53,9±0,5 (K_2, L_2, M_2+N_2)	10,0
L_2	51,5		1,39±0,05	52,7		1,79±0,10 (L_2, M_2+N_2)
M_2+N_2	52,6		0,22±0,01			
K_3		81	$<10^{-3}$	75	81±8	10^{-2}
K_4		66,3	$<10^{-4}$			

* Погрешность в определении $L_1/(M_1+N_1)$ значительно меньше: $L_1/(M_1+N_1) = 6{,}3 \pm 0{,}6$.

Линии K_2, L_2 и M_2+N_2 у нас хорошо разделились; это позволяет нам указать интенсивности L_2 и M_2+N_2 раздельно. Хорошее разделение и малая статистическая погрешность измерений (меньше 1%) позволили указать интенсивности с лучшей точностью.

Тщательные измерения позволили бы нам увидеть линии от перехода $h\nu = 81 \pm 8$ keV, в 10 раз более слабого, чем наблюдался в работе [7], но мы таких линий не обнаружили.

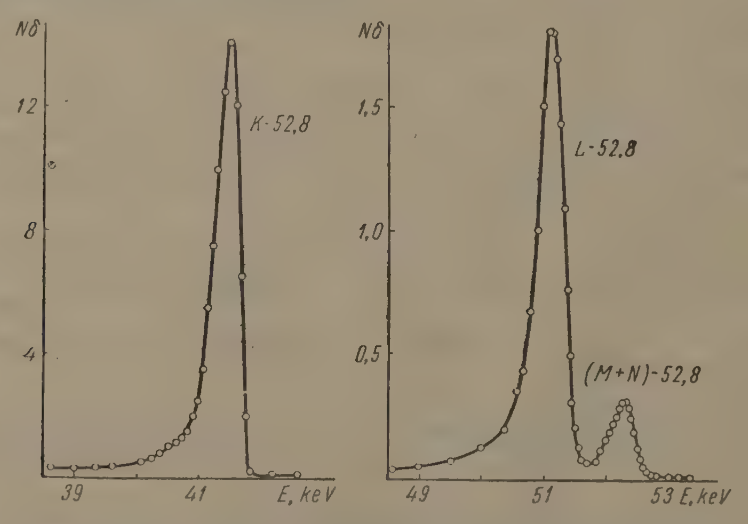


Рис. 3. *K*-, *L*- и (*M* + *N*)-конверсионные линии перехода 52,8 keV

С источником, в 70 раз более сильным, тщательно измерялся фон за (M_2+N_2)-линией с целью обнаружить прямой переход со второго возбужденного уровня на основное состояние ($h\nu \approx 66$ keV). Этого перехода также не удалось найти. Верхний предел интенсивности *K*-линии указан в табл. 1.

Обсуждение результатов

1. Наши результаты позволяют уточнить тип перехода $h\nu = 52{,}8$ keV. В настоящее время еще нет точных коэффициентов конверсии на *L*-оболочке для малых энергий и *Z*, и отношение K_2/L_2 мы сравнивали с коэффициентами, полученными путем экстраполяции коэффициентов, вычисленных Л. А. Сливом и И. М. Банд. Эти данные приведены в табл. 2.

Табл. 2 показывает, что совместное использование величин K/L и α_K позволяет исключить все типы, кроме $M2$.

2. Рассмотрим теперь возможности, имеющиеся при выборе характеристик второго возбужденного уровня Ge^{73}. Исходные данные дает рассмотрение распада As^{73}. Основное состояние этого ядра, вероятно, $p_{3/2}$. Такое значение предсказывается схемой Майер, которая оправдывается на ряде ядер, имеющих нечетное A и 31 или 33 протона или нейтрона. Ga^{73}_{42}, ${}_{33}As^{75}_{42}$, ${}_{33}As^{77}_{44}$, ${}_{24}Cr^{55}_{31}$, ${}_{26}Fe^{57}_{31}$, ${}_{28}Ni^{59}_{31}$, ${}_{26}Fe^{57}_{33}$, ${}_{19}Ni^{61}_{33}$.

Таблица 2

Коэффициенты конверсии для $Z = 32$ и $h\nu = 52,8$ keV

Мультипольность	Теоретические		Экспериментальные		
	α_K	K/L	α_K [2]	α_K [3]	K/L (наши данные)
$E1$	0,403	<8			
$E2$	2,8	<2,8			
$E3$	6,9	<0,3			
$M1$	0,40	~8,5			
$M2$	7,1	~6	4	7—8	7,2±0,3
$M3$	105	~2			

Сопоставление энергии распада и времени жизни As^{73} позволяет определить $\lg \tau f$ для электронного захвата: $\lg \tau f = 5,5$. Это значение типично для разрешенных переходов; отсюда следует, что уровень 66 keV Ge^{73} — типа $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ или $f_{5/2}$. С другой стороны, переход $h\nu = 13,5$ keV по времени жизни уровня 13,5 keV в Ge^{73} и оценкам α_K и K/L должен быть отнесен к типу $E2$ или $E2 + M1$. Так как основное состояние Ge^{73} типа $9/2^+$, то это оставляет для состояния 13,5 keV Ge^{73} две возможности: $5/2^+$ и $7/2^+$. Поскольку переход $h\nu = 52,8$ keV однозначно отнесен нами в пункте 1 к типу $M2$, то для уровня 66,3 keV Ge^{73} остаются значения $1/2^-$ и $3/2^-$ и исключается $5/2^-$.

Теперь мы можем рассмотреть конкуренцию переходов $h\nu = 66,3$ и 52,8 keV при типах $1/2^-$ и $3/2^-$ уровня 66,3 keV Ge^{73}.

Таблица 3

Отношение интенсивностей K-конверсионных линий переходов 66,3 и 52,8 keV в предположении мультипольности $E3$ и $M4$ для $h\nu$ 66,3 keV

Экспериментальные	Теоретические	
	($E3(3/2^- \to 9/2^+)$)	($M4$ $1/2^- \to 9/2^+$)
$<10^{-5}$	$\sim 10^{-5}$	10^{-13}

В табл. 3 приведен верхний предел отношения интенсивностей K-конверсионных линий переходов 66,3 и 52,8 keV и для сравнения дано это отношение, вычисленное по Вайскопфу, в предположении, что мультипольность перехода 66,3 keV $E3$ и $M4$.

Прямое сопоставление не позволяет сделать выбор. Однако следует учесть, что переход с энергией 52,8 keV заторможен на 4 порядка: это видно из сопоставления времен жизни: экспериментального и теоретического, определенного по Вайскопфу. Такое торможение может быть вызвано тем, что один из уровней коллективный, а другой одночастичный; вероятно, коллективным является уровень 13,5 keV Ge^{73}, а переход 13,5 keV — сильно заторможенным переходом типа $M1$. Если стать на эту точку зрения, то теоретические значения табл. 3 следует увеличить в 10^4 раз, после чего сравнение с опытом оказывается более благоприятным для типа $1/2^-$.

3. Представляют самостоятельный интерес полученные нами отношения $L/(M+N)$ для перехода с энергией 52,8 keV: в литературе очень мало этих значений для $M2$-переходов [8]; полученное нами число 6,2±0,5 для этого перехода сильно отличается от $L/(M+N) \approx 3$ для других мультиполей. Значение $L/(M+N)$ для $h\nu = 13,5$ keV, равное 6,3, также выше среднего значения для $E2$-переходов, но в этой области энергий таких отношений определено очень мало.

4. Наличие двух изотопов As^{73} и As^{74} в нашем препарате позволило сравнить их относительное количество в момент измерения и вычислить отношение их выходов в ядерной реакции. Отношение числа K-конверсионных электронов $h\nu = 52{,}8$ keV в As^{73} к числу конверсионных электронов $h\nu = 596$ keV As^{74} в момент измерения равнялось 185. Принимая схему распада As^{74} по работе [6] и число K-конверсионных электронов перехода 52,8 keV равным 0,8 на распад, получаем, что выход As^{73} в реакции составляет $0{,}8 \pm 0{,}3$ от выхода As^{74}.

Авторы приносят благодарность Б. М. Исаеву, И. П. Селинову, Е. Е. Барони и Е. Н. Хапрову за содействие в работе.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Welker J., Shardt A., Friedlander G., Hawlan J., Phys. Rev., 92, 401 (1953), Ibid., 91, 484 (1953).
2. Barlontand R., Sartoni M., Compt. Rend., 236, 1872 (1953).
3. Barlontand R., Ballini R., Sartoni R., Compt. Rend., 237, 886 (1953).
4. Trail C., Johnson C., Phys. Rev., 91, 474 (1953).
5. Золотавин А. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 127 (1954).
6. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Мишин В. Я., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Щукин Г. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 831 (1958.)
7. Johanson S., Ark. Fys., 4, 273 (1952).
8. Листенгартен М. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 759 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ, И. М. РОГАЧЕВ и П. А. ТИШКИН

СПЕКТР КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ЦЕРИЕВОЙ ФРАКЦИИ

Цериевая фракция — результат хроматографического разделения продуктов глубокого отщепления на Та—наносилась на слегка алюминированную коллодиевую пленку. Диаметр активного пятна составлял 3—4 мм. Электронный спектр цериевой фракции измерялся на двух приборах: в интервале от 30 keV и выше — на одиночном магнитно-линзовом β-спектрометре с улучшенной фокусировкой (относительная полуширина линии 1,4 %); спектр электронов малой энергии — на магнитно-линзовом β-спектрометре с ускорением частиц, окно счетчика которого, сделанное из тонкой коллодиевой пленки, позволяло регистрировать электроны, начиная с энергии 2÷2,5 keV.

Активность цериевой фракции во всех источниках, полученных при облучении в различное время, была небольшой; скорость счета на самой интенсивной конверсионной линии в начале измерений составляла 900 имп мин$^{-1}$.

Полученный спектр конверсионных электронов представлен на рис. 1 и 2, а в табл. 1 приведены энергии линий, их возможная идентификация и относительные интенсивности. Обнаруженные 15 электронных линий разделяются по периодам полураспада на три группы.

Таблица 1

Спектр конверсионных и Оже-электронов цериевой фракции

№ п/п	$H\rho$ Gs·см	E_{e^-}, keV	Идентификация	Период полураспада, час	Относительная интенсивность
1	212	4,0±0,3	$L-MM$, L-10	—	—
2	318	9,0±0,3	M-10	—	—
3	560	27,0±0,5	$K-LL$	—	—
4	612	32,0±2,0	$K-LM$	—	—
5	765	49,1±0,5	K-88	19,9	94±10
6	994	80,5±1,0	L-88	17,9±1,0	56±6
7	1064	91,4±1,0	K-130	17,8±5	9,5±2
8	1270	126,1±1,0	K-165 Ce^{139}	Большой	24±2
9	1446	159,1±1,0	$(L+M)$-165 Ce^{139}	Большой	3,0±0,5
10	1484	166,5±1,0	K-205	16,9±0,3	32±3
11	1658	201,8±3,0	$(L+M)$-205	—	7,3±0,8
12	1710	212,8±1,0	K-252	33,0±0,3	67±5
13	1772	226,1±1,0	K-265	16,7±0,5	100
14	1872	248±3	$(L+M)$-252	36,0±3,0	27±3
15	1926	260±1	$(L+M)$-265	17,7±1,0	44±5
16	2070	293±2	$(L+M)$-299	19,5±3,0	4,4±1

1. Интенсивность электронных линий с энергией 126,2 и 159,1 keV убывала очень медленно; эти линии образуются, по-видимому, K- и $(L+M)$-электронами конверсии хорошо известного γ-перехода $h\nu = 165$ keV изотопа Ce^{139}, имеющего период полураспада 140 дн. [1]. Полученное нами соотношение интенсивностей $K/(L+M) = 8{,}1\pm0{,}5$

согласуется с определением типа γ-перехода с энергией 165 keV как $M1$ [2, 3].

2. Интенсивность электронных линий 212,8 и 248 keV спадала с периодом 33 час; их можно идентифицировать как K-и $(L + M)$-конверсионные линии γ-перехода 252 keV. Значение отношения $K/(L + M)$ указывает на мультипольность типа $E3$ (см. табл. 2).

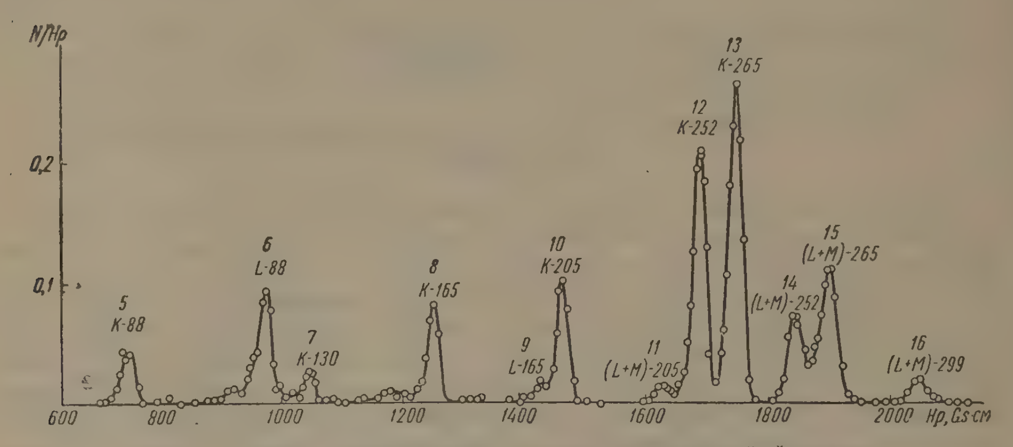


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов цериевой фракции

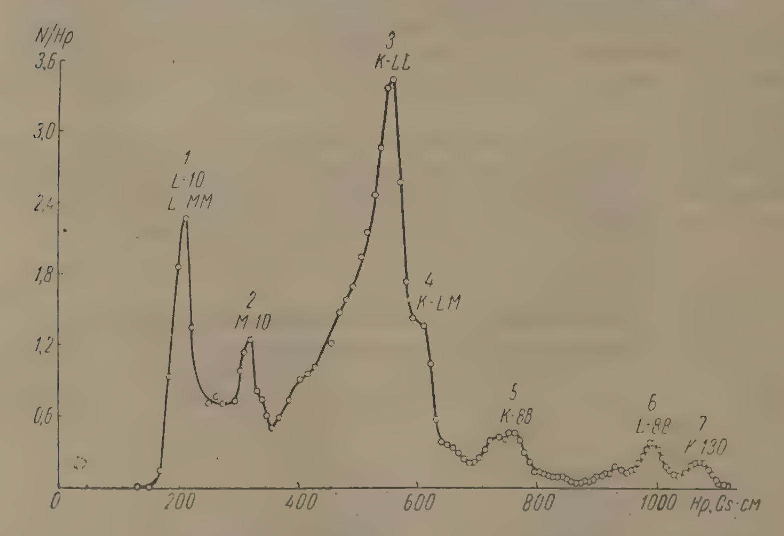


Рис. 2. Спектр конверсионных и Оже-электронов цериевой фракции; область малых энергий

У изотопа Ce^{137} существует изомерное состояние с энергией 256 keV, которому соответствует период полураспада 34,5 час [7]. Ввиду близости энергии периода полураспада и мультипольности наблюдавшегося нами перехода с соответствующими характеристиками для изомерного перехода в Ce^{137} мы считаем, что активность с периодом 33 час следует приписать Ce^{137}.

Конверсионных электронов от γ-перехода $h\nu = 445$ keV, наблюдавшегося в Ce^{137}[7], нам заметить не удалось, так как препараты имели невысокую активность, а сам переход мало интенсивен: согласно схеме распада [7] он составляет 3% от полного числа распадов.

Электронная линия с энергией в 9,0 keV, по-видимому, получается в результате конверсии на M-оболочке γ-лучей 10 keV, впервые обнаруженных в уже указанной работе Брози и Кеттеля [7]. L-электроны конверсии 10 keV γ-перехода попадают в область $L—MM$-электронов Оже.

Таблица 2

Определение мультипольностей переходов

Энергия γ-перехода, keV	Экспериментальное отношение		Теоретическое значение K/L, вычисленное по Сливу [5] (K-оболочка) и по Роузу [6] (L-оболочка)										Возможные типы перехода
	$K/(L+M)$	K/L*	α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	
88	1,62±0,30	2,02	7,42	1,82	0,35	0,060	0,013	7,21	4,63	1,64	0,626	0,231	$E2$, $(E3+M2)$, $(E4+M3)$
165	8,1±0,5	10,1	7,69	3,78	1,51	0,392	0,168	6,98	5,28	3,00	1,67	1,09	$E1$ или $M1$
205	4,38±0,25	5,48	7,68	4,36	2,04	0,591	0,306	7,30	5,63	3,83	2,31	1,51	$E2$, $(E3+M2)$
252	2,48±0,16	3,10	7,95	5,00	2,62	1,09	0,550	7,20	5,95	4,27	3,21	2,05	$E3$, $E4+M3$, $E5+M4$
265	2,27±0,15	2,84	8,00	5,53	2,75	1,10	0,540	7,21	5,97	4,31	3,01	1,95	$E3$, $E4+M3$, $E5+M4$

* Получено в предположении, что отношение $M/L \approx 0{,}25$, в соответствии с обзорной работой Листенгартена по внутренней конверсии [4].

Наши данные не противоречат схеме распада, предложенной Брози и Кеттелем.

3. Интенсивность остальных линий убывала с периодом 17 час. Интенсивные электронные линии энергии 226 и 260 keV являются K-и(L + + M)-конверсионными электронами перехода с энергией 265 keV. Согласно работе [8], изомерный переход Ba^{135} ($T_{1/2}$ = 28,7 час) имеет близкую энергию — 269 keV и мог бы появляться в результате распада Ce^{135} по схеме:

$$Ce^{135} \xrightarrow[T = 22 \text{ час}]{\text{э. з.}} La^{135} \xrightarrow[T = 19 \text{ час}]{\text{э. з.}} Ba^{135} \xrightarrow[T = 28{,}7 \text{ час}]{\gamma,\, e^-} Ba^{135} \text{ (стаб.)}.$$

Однако тщательное наблюдение за убыванием счета на конверсионных линиях не показало какого-либо увеличения периода полураспада по сравнению с 17 час; поэтому обнаруженный нами γ-переход 265 keV нельзя приписать изомерному состоянию Ba^{135}. Согласно нашему определению отношения $K/(L + M) = 2{,}27$ переход 265 keV имеет мультипольность типа $E3$.

Слабую электронную линию с энергией 293 keV следует считать происходящей от конверсии γ-перехода 299 keV на ($L + M$)-оболочках. Действительно, если эта линия была бы образована K-конверсионными электронами, то должна была бы существовать L-линия в области 326 keV; никаких признаков линии в этом месте не отмечено.

K-линия от перехода 299 keV должна располагаться между сильными L-линиями от переходов 252 и 265 keV; в некоторых сериях измерений между ними появлялся небольшой выступ; кроме того, самая линия 293 keV несимметрична: ее правый спад более полог, что указывает на возможное наложение на L-электроны M-электронов конверсии меньшей интенсивности.

Электронные линии 49,1 и 80,5 keV могут быть идентифицированы как K-и ($L + M$)-конверсионные электроны γ-перехода 88 keV. Экспериментальные интенсивности линий, приведенные в табл. 1, поправлены на поглощение в пленке счетчика.

Сравнение отношения $K/(L + M) = 1{,}62$ с теоретическими значениями K/L показывает, что γ-переход 88 keV, по-видимому, типа $E2$. Переход 205 keV идентифицирован по конверсионным линиям с энергией 166,5 и 201,8 keV.

Обнаружена слабая линия с энергией 91,4 keV; мы считаем ее соответствующей K-электронам конверсии γ-перехода 130 keV.

Наши данные не являются достаточными для приписания линий с периодом полураспада 17 час определенному изотопу Ce или его дочерним продуктам и для составления схем распада.

Авторы выражают глубокую благодарность обслуживающему персоналу синхроциклотрона ОИЯИ за облучение танталовой мишени и И. А. Ютландову за помощь в изготовлении источника.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— ИЛ, М., 1956.
2. Pruett C. H., Wilkinson R. G., Phys. Rev., **96**, 1340 (1956).
3. Kettelle B. H., Thomas H., Brosi A. R., Phys. Rev., **103**,190 (1956).
4. Листенгартен М. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., **7** (1958).
5. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы КВК γ-излучения, ч. 1. K-оболочка.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
6. Драницына Г. Ф., Коэффициенты внутренней конверсии на L_{I}, L_{II}, L_{III}-подоболочках.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
7. Brosi A. R., Kettelle B. H., Phys. Rev., **103**, 917 (1956).
8. Weimer K. E., Pool M. L., Kurbatov I. D., Phys. Rev., A., **63**, 59 (1943).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. С. ДНЕПРОВСКИЙ и Г. М. КОЛЕСОВ

КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ НЕКОТОРЫХ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Ho и Er

Конверсионные спектры нейтронодефицитных изотопов Ho и Er исследовались в работах [1—5]. В работах [1—3] изучался 30-часовой Ho^{161}, в работе [4] спектры ряда изотопов исследовались только до энергии 300 keV. Хандлей и Олсон [5] изучали с помощью сцинтилляционного спектрометра γ-излучение Er^{161}.

В данной работе исследовались конверсионные спектры изотопов фракции эрбия, которые образуются при реакции глубокого отщепления на тантале под действием протонов высокой энергии.

Танталовую мишень облучали в течение 10 мин на внутреннем пучке синхроциклотрона ОИЯИ протонами с энергией 660 MeV, после чего из нее химически выделялась группа редкоземельных элементов, которая в свою очередь делилась на хроматографической колонке по методу, описанному в работе [6].

Из фракции эрбия отбирали капли с максимальной активностью, выпаривали для удаления лактата аммония и остаток, растворенный в одной капле уксусной кислоты (1 : 5), наносили на алюминиевую полоску размером $20 \times 1 \times 0{,}005$ мм.

Время от конца облучения до выхода эрбиевой фракции из колонки составляло 2÷2,5 час; время приготовления образца для спектрометра не превышало 30 мин.

Отсутствие линий Tu, хорошо изученного в близких к нашим условиям эксперимента Громовым и др. [7], позволяло считать чистоту исследуемого образца удовлетворительной.

Измерения производились на магнитном β-спектрометре с фокусировкой электронов на угол $\pi\sqrt{2}$, сконструированном и изготовленном на заводе «Физприбор». Радиус равновесной орбиты электронов $r_0 = 22{,}5$ см. Относительная полуширина конверсионной линии Cs^{137} ($h\nu = 661{,}6$ keV) при использовании телесного угла $\sim 0{,}6$ % от 4π составляла 0,4 % для источника шириной 1 мм.

Вакуум в камере поддерживали порядка $5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.

Магнитное поле измерялось с помощью магнитометра, основанного на магнитно-электрическом взаимодействии легкой катушки, подвешенной на горизонтальных подвесах, с измеряемым магнитным полем. Наличие магнитометра делало измерения независимыми от магнитного состояния железа магнита и обеспечивало оперативность измерений, необходимую для исследования изотопов с периодом полураспада в несколько часов; чувствительность магнитометра составляла 0,02% напряженности магнитного поля на деления шкалы. Градуировка прибора производилась по конверсионным линиям ThB, Au^{198} и Cs^{137}. Электроны регистрировались торцовым счетчиком со слюдяным окном, порог пропускаемости которого составлял 30 keV. При изучении мягкой области спектров применялся цилиндрический счетчик Гейгера—Мюллера с окном из коллодиевой пленки с порогом пропускания ~ 5 keV.

В наблюденных спектрах можно различить четыре группы линий с периодом полураспада ~ 30, 3,5, 2,5 и 1 час. В таком же порядке производится их рассмотрение.

$T_{1/2} \approx 30$ час

Экспериментальные данные по этим линиям (табл. 1) находятся в удовлетворительном согласии с данными работ [2, 3], что позволяет отнести их к переходам, следующим за распадом Ho^{160}, являющегося дочерним по отношению Er^{160}.

Таблица 1

Экспериментальные результаты изучения конверсионных линий Ho^{160}

Энергия электронов, keV	Идентификация	E_γ, keV	Относительная интенсивность
50,6±0,2	L_{I+II}-59	59,5	—
51,2±0,2	L_{III}-59	59,1	—
57,0±0,2	M-59	—	—
78,0±0,2	L_{I+II}-87	86,8	1100±100
78,9±0,2	L_{III}-87	86,7	
85,1±0,2	M-87	87,1	—
85,9±0,3	N-87	—	—
142,9±0,2	K-196	196,7	100
188,4±0,6	L-196	—	—
195,4±0,5	M-196	—	—
591,8±0,8	K-646	645,6	5,1±0,2
635,5±1,0	L-6′6	—	—
674,3±1,0	K-728	728,1	6,9±0,3
714,7±3,0	L-728	—	—

В работе не ставилась задача исследования спектра этого изотопа, обстоятельно изученного в упомянутых выше работах; однако, несмотря на малую продолжительность облучения тантала, спектр проявлялся достаточно четко, чтобы можно было идентифицировать линии. Обнаружены наиболее интенсивные переходы: 87, 196, 646 и 728 keV. Переход 108 keV специально не исследовался, а в выполненных измерениях четко выражен не был из-за наличия интенсивных линий более короткоживущих изотопов.

$T_{1/2} = 3{,}5$ час

Изотоп эрбия, распадающийся с таким периодом, был обнаружен Хандлеем и Олсоном [5], причем при измерениях на сцинтилляционном спектрометре были найдены γ-лучи с энергиями 195, 824 и 1120 keV. Указывалась также возможность существования γ-лучей с энергией около 65 keV. Митчел и Темплтон [8] определили массовое число этого изотопа по времени пролета на масс-спектрометре; оно равно 161. Можно предполагать, что обнаруженные нами линии, спадающие с таким периодом полураспада, могут принадлежать переходам, следующим за распадом Er^{161} и его дочернего изотопа Ho^{161}.

При рассмотрении можно выделить группу линий (рис. 1 и табл. 2), обязанных своим происхождением переходам, происходящим на ядре $Z = 67$, что следует из сравнения теоретических и экспериментальных данных по разностям $K - M$, $K - L$ и $L_{III} - M$.

Из данных табл. 2 можно установить наличие трех переходов в Ho^{161}: $67{,}0 \pm 0{,}1$, $210{,}6 \pm 0{,}2$ и $826{,}5 \pm 0{,}5$ keV. В результате разложения суммарного L-пика перехода 67,0 keV найдено отношение интенсивностей линий $L_I + L_{II}$ и L_{III}. Оно приблизительно равно 1,2 (с погрешностью, вероятно, около 0,5). Сравнение с теоретическим отношением (табл. 3) показывает, что наиболее вероятная характеристика перехода — $E2$, хотя не исключены смеси $E2 + M3$ и $M2 + E3$.

Особый интерес представляет переход 210,6 keV. Из табл. 4 следует заключить, что это переход типа $E3$. Различие экспериментальных и теоретических значений отношения K/L (0,75 и 0,95) возможно объясняется

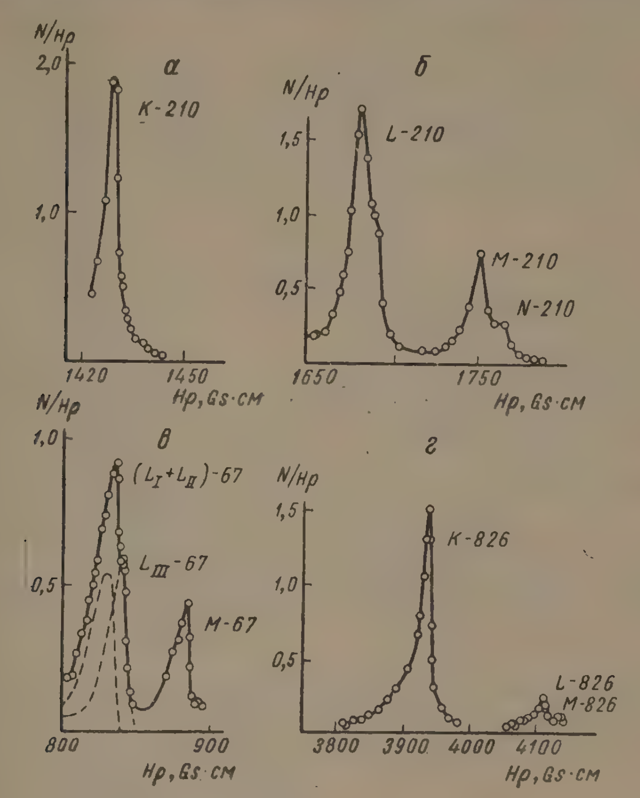


Рис. 1. Конверсионные линии Er^{161}: *а* — K-линия перехода 210,6 keV, *б* — L- и M-линии перехода $h\nu = 210,6$ keV, *в* — конверсионные линии перехода 67,0 keV, *г* — конверсионные линии перехода $h\nu = 826,5$ keV

Таблица 2

Экспериментальные результаты изучения конверсионных линий Er^{161}

Энергия электронов, keV	Идентификация	E_γ, keV	Относительная интенсивность
57,8±0,2	$L_I + L_{II}$-67	67,0	250±50 (общая)
58,8±0,2	L_{III}-67	66,9	
64,8±0,2	M-67	—	90±10
155,2±0,3	K-210	210,8	100
201,7±0,6	L-210	—	130±13
209,1±0,6	M-210	—	50±5
210,0±0,6	N-210	210,4	14±1
770,9±0,8	K-826	826,5	20±3
818,0±1,0	L-826	—	4±0,5
824,5±1,0	M-826	—	~0,5

неточностью теоретического отношения. В пользу этого говорит хорошее согласие нашего K/L для перехода 210,6 keV с экспериментальным отношением K/L для перехода 208 keV типа $E3$ в Er^{167} из работ [7 и 4]. В первой из упомянутых работ это отношение равно 0,72, во второй 0,75. Экспериментальное значение отношения $(L_I + L_{II})/L_{III}$ в работе [4] для пе-

рехода 208 keV в Er^{167} равно 1,5, что также согласуется с полученным нами отношением для перехода 210,6 keV, равным 1,7. Таким образом, можно утверждать, что Ho^{161} имеет изомерный переход типа $E3$ с энергией 210,6 keV. Как следует из работы [9], основное состояние Ho^{161} должно иметь тот же спин, что и Ho^{165}, так как оба ядра имеют четное число нейтронов и 67 протонов. В таком случае последовательность уровней деформированных ядер, рассчитанная в [9], позволяет объяснить наличие изомера у Ho^{161}. Это, по-видимому, переход между уровнями $1/2^{+}$ и $7/2^{-}$.

Таблица 3

Отношение $(L_{I}+L_{II})/L_{III}$ для перехода 67,0 keV

Эксперимент	Теория					
	E1	*E2*	*E3*	*M1*	*M2*	*M3*
1,2±0,5	4,00	1,25	0,85	80,00	4,15	0,70

Таблица 4

Отношения K/L и $(L_{I}+L_{II})/L_{III}$ для перехода 210,6 keV

Отношение	Эксперимент	Теория									
		E1	*E2*	*E3*	*E4*	*E5*	*M1*	*M2*	*M3*	*M4*	*M5*
K/L	0,75	6,7	2,6	0,95	0,27	0,15	6,4	4,5	2,6	1,2	0,3
$(L_{I}+L_{II})/L_{III}$	1,7	8,0	2,4	2,2	3,0	0,041	110	12	3,3	0,33	0,048

Таблица 5

Экспериментальные результаты изучения конверсионных линий Ho^{161}

Энергия электронов, keV	Идентификация	E_{γ}, keV	Относительная интенсивность
66,6±0,3	*L*-74	75,4	200±30
68,2±0,2	*L*-77	77,0	100±20
121,5±0,2	*K*-175	175,2	100

Из сопоставления литературных данных [1] и [4] и наших можно считать, что линии, приведенные в табл. 5, принадлежат переходам, следующим за распадом Ho^{161}, находящимся в равновесии с Er^{161}. Из-за наложения линий точные их интенсивности определить не удалось.

Замечены также три хорошо выраженные линии, соответствующие энергиям 62,0, 62,9 и 164,2 keV. Первые две могут быть идентифицированы как *L*- и *M*-линии перехода 71 keV, однако трудно решить, в каком ядре этот переход происходит.

Линия 164,2 keV пока осталась неидентифицированной.

$T_{1/2} = 2{,}5$ час

Группа линий (рис. 2 и табл. 6) идентифицирована нами как принадлежащая переходу 98,6 keV. Период, определенный по кривой распада (рис. 3), равен 2,5±0,1 час.

Из сравнения теоретических и экспериментальных разностей $K - L_{III}$, $K - M$ и $K - N$ переход следует считать происходящим в ядре с $Z = 66$ (Dy). Из сравнения экспериментального и теоретического отношения $(L_{I}+L_{II})/L_{III}$ табл. 7 представляется наиболее вероятным, что

это — переход типа $E3$, хотя нельзя полностью исключить и возможность $E2 + M1$.

Известен изотоп Ho^{161} с периодом полураспада 2,5 час. Однако приписать данный переход этому изотопу нельзя, так как, по условиям опыта, в этом случае наблюдаемый период полураспада должен был бы быть равен 3,5 час (Er^{161}). Нам кажется наиболее вероятным предположение о существовании изотопа Er с периодом полураспада 2,5 час.

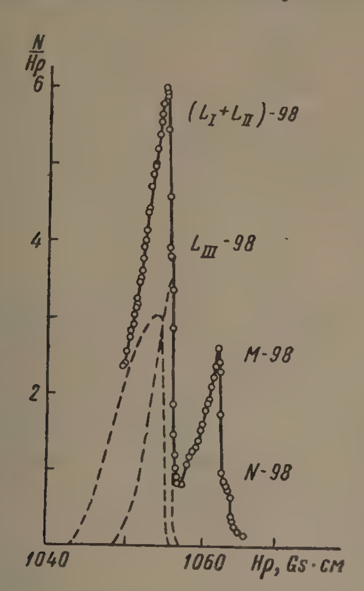


Рис. 2. Конверсионные линии перехода $h\nu = 98{,}6$ keV

Таблица 6

Экспериментальные результаты изучения конверсионных линий с периодом полураспада 2,5 час

Энергия электронов, keV	Идентификация	E_γ, keV	Энергия перехода, keV
44,9±0,1	K-98	98,7	
89,8±0,1	L_{I+II}-98	98,6	
90,8±0,1	L-98	98,6	98,6
96,7±0,1	M-98	—	
98,2±0,1	N-98	98,6	

Таблица 7

Отношение $(L_I + L_{II})/L_{III}$ для перехода 98,6 keV

Эксперимент	Теория					
	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$
1,87	4,3	1,3	1,7	105	6,1	1,15

Рис. 3. Кривая распада для конверсионных линий перехода 98,6 keV

$T_{1/2} \approx 1$ час

Был замечен ряд линий, спадающих с периодом полураспада около 1 час. Исследование таких линий на спектрометре данной конструкции связано с большими трудностями. Достоверно установлено наличие трех линий, изображенных на рис. 4 (данные в табл. 8).

Идентифицированный нами переход 138 keV был определен в работе [4] как переход, следующий за распадом Ho^{156}.

Можно предполагать, что замеченные нами линии обязаны своим происхождением этому изотопу.

Из отношения $(L_I + L_{II})/L_{III}$ для перехода 138 keV, найденного разложением суммарного L-пика, как видно из табл. 9, можно заключить, что характеристика этого перехода — $E2$. Такая же характеристика дается и в работе [4].

Таблица 8

Экспериментальные результаты по конверсионным линиям с периодом полураспада около 1 час

Энергия электронов, keV	Идентификация	Относительная интенсивность	E_γ, keV
119,6±0,4	—	~100	
129,5±0,3	L_{I+II}-138	100	138,2
130,3±0,4	L_{III}-138		
135,9±0,4	M-138	~20	

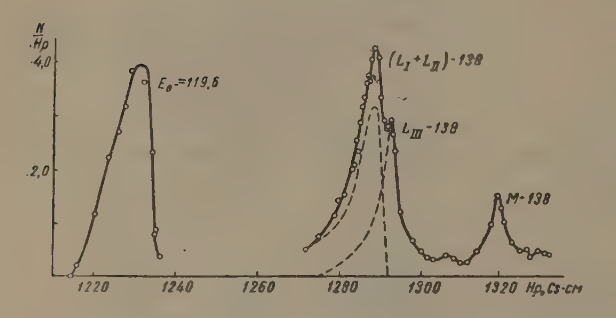


Рис. 4. Конверсионные линии с периодом полураспада ~1 час

Таблица 9

Отношение $(L_I + L_{II})/L_{III}$ для перехода 138 keV

Эксперимент	Теория					
	*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3
1,5	13,5	1,55	1,86	105	7,8	2,0

Считаем своим долгом выразить глубокую благодарность К. Я. Громову за консультацию и помощь в работе и А. В. Калямину за обеспечение выполнения химического разделения изотопов редкоземельных элементов.

Институт геохимии и аналитической химии
им. В. И. Вернадского Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Cork J. M., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 297 (1956).
2. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Рогачев И. М., Тишкин П. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 962 (1957).
3. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Доклад на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1958.
4. Mihelich J. W., Harmatz B., Handley T. H., Phys. Rev., 108, 989 (1957).
5. Handley T. H., Olson E. L., Phys. Rev., 93, 524 (1954).
6. Преображенский Б. К., Лилова О. М., Добронравова А. Н., Тетерин Е. Д., Ж. неорган. химии, 1, 2294 (1956).
7. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 918 (1957).
8. Mitchel M. C., Templeton D. H., Phys. Rev., 93, 1442 (1954).
9. Моттельсон Б., Нильсон С., Пробл. соврем. физ., сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1, 186 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

М. П. ГЛАЗУНОВ и Б. Ф. ГУЛЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ Eu^{155}

Введение

Изучение β- и γ-спектров Eu^{155} представляет как теоретический, так и практический интерес. Нечетно-четное ядро Eu^{155} лежит в переходной области между сферическими и деформированными ядрами, поэтому изучение γ-переходов, определение их мультипольности и относительных интенсивностей может внести вклад в изучение модели ядра.

Небольшая энергия γ-излучения и сравнительно большой период полураспада Eu^{155} позволяют использовать его в качестве источника мягкого γ-излучения в дефектоскопии металлов и медицине.

Eu^{155} с периодом полураспада 1,7 года путем β-распада переходит в Gd^{155}. Ранние результаты исследования излучения Eu^{155} [1—7] весьма противоречивы.

В своей работе мы использовали Eu^{155}, выделенный из осколочных продуктов урана. Концентрат препарата был изготовлен шесть с половиной лет назад. Перед приготовлением источника препарат тщательно очищался от радиоактивных и стабильных примесей.

Таблица 1

Данные по β-излучению Eu^{155}

$E_{гр}$, keV	Относительная интенсивность, %	lg (ft)	Ссылка и год
140±5	58	7,1	Наши данные
185±5	39	7,7	
245±5	3	8,8	
150	—	6,8	[1] 1952
250	—	8,1	
152	84	6,8	[4] 1954
252	16	8,2	
150±10	77	7,9	[5] 1956
240±10	23	7,2	
150	21	—	[6] 1956
240	79	—	

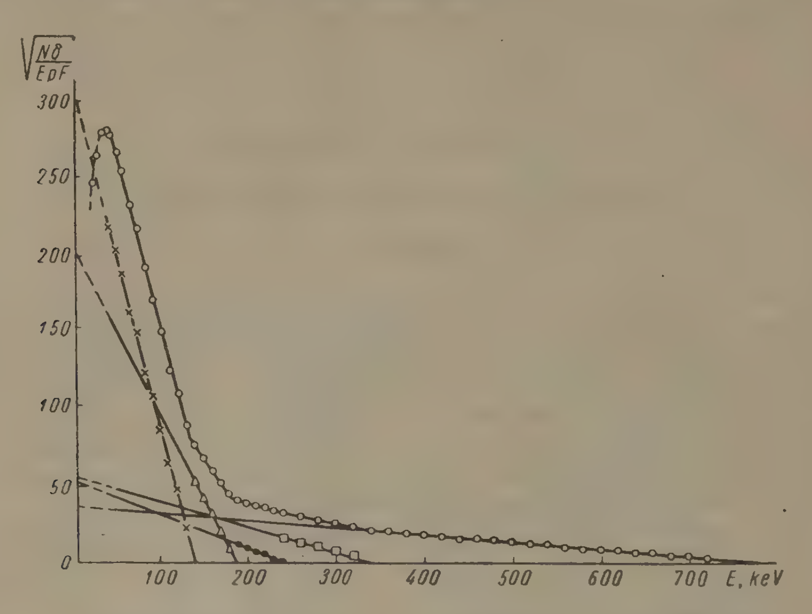
1. Изучение β-спектра Eu^{155}

β-Спектр и спектр конверсионных электронов Eu^{155} изучались на комбинированном β — γ-спектрометре [8]. Разрешающая способность прибора при ширине источника и щели 0,8 мм и высоте 2 см составляет 0,7 %. Источник высаживался на алюминиевую фольгу толщиной 2 μ. Входное окно счетчиковой камеры заклеивалось коллодиевой пленкой толщиной около 40 мкг см$^{-2}$. Прибор градуировался по Cs^{137}, Co^{60} и Zn^{65}. В мягкой области энергий мы привязывались к хорошо разрешенной γ-линии Eu^{155}, энергия которой равна 87 keV.

Спектр Eu^{155} изучался несколько раз в течение 8 месяцев. В результате построения непрерывного спектра в координатах Кюри—Ферми было выявлено пять парциальных β-спектров (см. рисунок). Спектры с граничными энергиями 140±5, 180±5 и 245±5 keV и интенсивностями 58, 39 и 4 %, соответственно, мы приписали Eu^{155}. Спектры с граничными энергиями 340±5 и 800±20 keV интенсивностями 5 и 7% от всего β-спектра, соответственно, относятся к Eu^{154}, который находился в препарате в виде примеси.

Величины граничных энергий двух β-спектров Eu^{155} хорошо совпадают с данными других авторов. Компонента с граничной энергией 185±5 keV

выявлена нами впервые. Распределение интенсивностей парциальных спектров не совпадает с данными других авторов. Результаты нашей работы и данные других авторов приводятся в табл. 1.



Непрерывный β-спектр Eu^{155} в координатах Кюри—Ферми

Величины lg(ft) и форма β-спектров позволяют предполагать, что непрерывные β-спектры Eu^{155} — однажды запрещенные. Расчет lg (ft) производился по методу Московского [9].

2. Спектр конверсионных электронов и γ-спектр Eu^{155}

Неоднократное изучение спектра конверсионных электронов Eu^{155} позволило с достаточной достоверностью выявить 63 конверсионные линии, восемь из которых были отнесены к примеси Eu^{154} и Eu^{152} и пять линий обусловлены Оже-электронами. Идентификация линий конверсионных электронов дала γ-переходы с энергиями: 15±0,5; 18±0,5; 26±0,5; 31,6±0,5; 45,6±0,5; 61±0,5; 87±0,5; 100±0,5; 102±0,5; 106±0,5; 118±0,5; 125±0,5; 132±0,5 и 137±0,5 keV. Эти γ-переходы мы отнесли к излучению Eu^{155}. Линии с энергиями 42, 122 и 123 keV отнесены к γ-излучению $Eu^{154}+Eu^{152}$. Обнаруженные линии с энергиями: 31,5±0,5; 32,5±0,5; 33,2±0,5; 33,7±0,5 и 35±0,5 соответствуют Оже-электронам. Энергии γ-переходов: 15±0,5; 18±0,5; 61±0,5; 87±0,5; 100±0,5; 102±±0,5; 106±0,5; 132±0,5 и 137±0,5 keV хорошо согласуются с данными указанных выше авторов; переходы с энергиями: 26,7±0,5; 31,6±0,5; 45,6±0,5 keV согласуются с данными Варда, Джакоба и Михелича [10]. Последние изучали возбужденные уровни Gd^{155} при позитронном распаде Tb^{155}.

Нам удалось измерить площадь, лежащую под K- и L-линиями некоторых γ-переходов. Полученные экспериментально отношения $\frac{K}{L}$ и рассчитанные теоретически по таблицам Слива и Банда [11] и Драницыной [12] хорошо согласуются. Результаты исследования γ-излучения Eu^{155} сведены в табл. 2.

Для проверки наличия жестких γ-квантов малой интенсивности, которые не проявились при измерении на β—γ-спектрометре, препарат изучался на сцинтилляционном спектрометре с 50-канальным анализатором [13], любезно предоставленным нам Ю. А. Сурковым. Измерения дали ряд

Таблица 2

Результаты исследования γ-излучения Eu[155]

№ п/п	E_{e^-}, keV	Идентификация	E_γ, keV	Относительная интенсивность	Отношение $\frac{K}{L}$ эксперим.	Отношение $\frac{K}{L}$ теоретич.	Тип перехода
1	6,6	L_I	15				
2	9,6	L_I	18				
3	10,9	K	61	34	0,7	0,8	$E3$
4	13,2	M_I	15	65			
5	13,5	$M_{II}+M_{III}$	15				
6	16,2	M_I	18				
7	18,4	L_I	26,7				
8	19,3	$L_{II}+L_{III}$	26,7				
9	23,2	L_I	31,6				
10	24,7	L_{II}	31,6				
11	24,9	M_I	26,7				
12	26,4	N_I	26,7				
13	29,5	M_I	31,6				
14	31	N_I	31,6				
15	37	K	87	100	10,4	9	$E1$
16	37,3	L_I	45,6				
17	38,4	$L_{II}+L_{III}$	45,6				
18	43,9	M_I	45,6				
19	44,1	M_I+M_{II}	45,6				
20	45,3	N_I	45,6				
21	49,7	K	100	42	7,3		
22	52	K	102,3				
23	52,6	L_I	61	46			
24	53	$L_{II}+L_{III}$	61				
25	55,8	K	106	38	3,3	3,3	$E1$
26	58,2	M_I	61				
27	58,8	M_{II}	61				
28	74,8	K	125	23	3	3,3; 2,5	$E1, M1$
29	78,7	L_I	87	9,6			
30	79,5	L_I+L_{II}	87	7,6			
31	68	K	118				
32	80,7	K	132	7,6	4	3,7	$E2$
33	85,7	M_I	87	3,8			
34	86,6	K	137				
35	92	L_I	100	4,6			
36	93,8	$L_{II}+L_{III}$	100	3,8			
37	94,3	L_I	102,3				
38	97,6	L_I	106	11,5			
39	98,8	$L_{II}+L_{III}$	106	8,4			
40	104,1	M_I	106	3			
41	104,5	$M_{II}+M_{III}$	106				
42	105,6	N_I	106				
43	109,2	L_I	118	3			
44	116,6	L_I	125	7,6			
45	123,3	L_I	132	1,9			
46	124,4	$L_{II}+L_{III}$	132				
47	127,6	L_I	137				
48	128,7	$L_{II}+L_{III}$	137				
49	130,1	M_I	132				
50	131,6	N_I	132				

γ-линий с энергиями: 240±10; 420±10; 580±10; 670±10; 720±10; 870±±10; 1000±10 и 1280±10 keV. Все эти γ-переходы мы отнесли к присутствующей в исследуемом источнике примеси Eu^{154} и Eu^{152}. Если судить по интенсивности γ-линий, относящихся к Eu^{152} (420±10; 580±10 и 670±±10 keV), основная примесь приходится на Eu^{154}. Это также подтверждается данными по β-распаду.

Следует отметить трудность идентификации β-и γ-излучения Eu^{155} в связи со сложностью отделения этого изотопа от сопутствующих радиоактивных изотопов Eu^{154} и Eu^{152}, имеющих сложные β- и γ-спектры. Последние работы по исследованию излучения Eu^{154} и Eu^{152} [14, 15] также весьма противоречивы и не дают полного представления об их спектрах.

Авторы благодарят Н. Е. Брежневу, В. И. Левина, Г. В. Корпусова и Н. Н. Моторину за предоставление и дополнительную очистку радиоактивного препарата и В. А. Иванова за помощь в работе.

Цитированная литература

1. Rutledge W. C., Cork J. M., Burson S. B., Phys. Rev., **86**, 775 (1952).
2. Wilson H. W., Levis G. M., Proc. Phys. Soc., **65A**, 656 (1952).
3. Lee M. R., Katz R., Phys. Rev., **93**, 155 (1954).
4. Church E. L., Goldhaber M., Phys. Rev., **95**, 626 (1954).
5. Dubey V. S., Mandeville C. E., Rothman M. A., Phys. Rev., **103**, 5, 1430 (1956).
6. Dubey V. S., Mandeville C. E., Rothman M. A., Bull. Amer. Phys. Soc., **1**, 4, 164 (1956).
7. Boehm F., Hatch E. N., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **2**, 231 (1957).
8. Глазунов М. П., Спицын В. И., Изв. АН СССР, Сер. физ., **20**, 1423 (1956).
9. Moszcowski S., Rev. Mod. Phys., **25**, 2, 473 (1953).
10. Ward T. J., Jacob K. P., Mihelich J. W., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **2**, 259 (1957).
11. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. I.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
12. Драницына Г. В., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I, L_{II}, L_{III}-подоболочках.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
13. Сурков Ю. А., Диссертация.— ГЕОХИ АН СССР, 1958.
14. Cork J. M., Brice M. K., Phys. Rev., **107**, 6, 1621 (1957).
15. Juliano, J. Stephens F. S., Phys. Rev., **108**, 2, 341 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ $Eu^{147} \to Sm^{147}$

При помощи сдвоенного линзового β-спектрометра [1] изучались совпадения между конверсионными электронами, образующимися при распаде $Eu^{147} \to Sm^{147}$ ($T_{1/2} \sim 25$ дн.). Eu^{147} был получен при бомбардировке танталовой мишени протонами с энергией 660 MeV. Выделение нейтронодефицитных изотопов Eu из фракции редких земель было сделано хроматографическим методом. Активное вещество собиралось на тонкую слегка алюминированную коллодиевую пленку; диаметр источника был 5 мм. Изучение совпадений между конверсионными электронами началось спустя несколько дней после выделения, когда более короткопериодные изотопы Eu в основном распались.

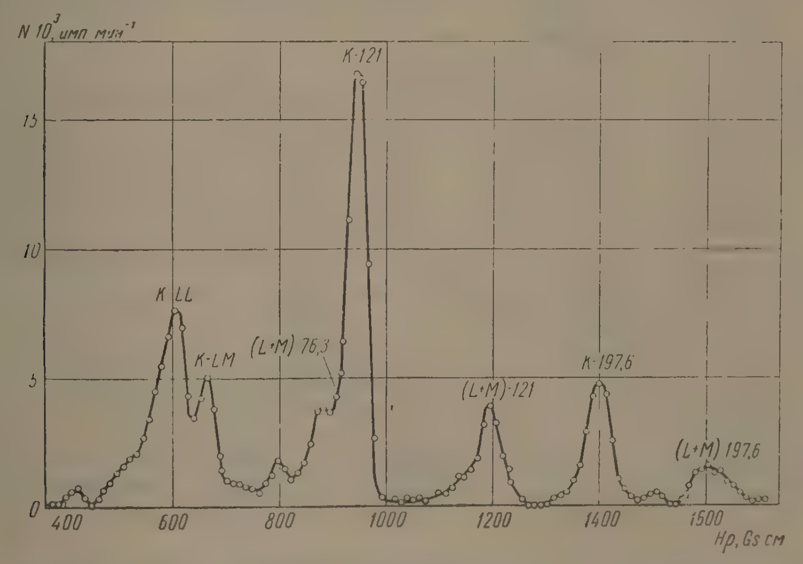


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов Eu^{147}, снятый на одной половине спектрометра

При распаде $Eu^{147} \to Sm^{147}$ были установлены [2—4] γ-переходы с энергиями 121,0 и 197,6 keV. Переход с энергией 80 keV, найденный в работе [3], в более поздних опытах тех же авторов [4] обнаружен не был. Конверсионные линии перехода с энергией 76,3 keV замечены в работе [2]. Совпадения между γ-лучами $h\nu = 121,0$ и 197,6 keV не обнаружены, но были найдены совпадения между γ-квантами этих переходов и рентгеновыми лучами [4].

Спектр конверсионных электронов до энергии электронов 200 keV, снятый на одной половине спектрометра, к которой источник был обращен активной стороной, представлен на рис. 1. Число конверсионных линий, их расположение в спектре и относительные интенсивности совпадают с данными работы [2]. Вследствие недостаточно высокой разрешающей спо-

собности спектрометров K- и $(L+M)$-линии от перехода 76,3 keV в наших измерениях не проявились: K-линия не отделялась от линии K—LL Оже-электронов, а $(L+M)$-линия — от K-121,0.

Нами изучались совпадения между электронами K-121,0 и K-197,6, электронами $(L+M)$-121,0 и $(L+M)$-197,6 с K-Оже-электронами, а также совпадения электронов K-121,0 на «просвет» с целью обнаружения $(L+M)$-линии от перехода 76,3 keV. Кроме этого, были зарегистрированы совпадения между электронами K-121,0 и K-Оже-электронами.

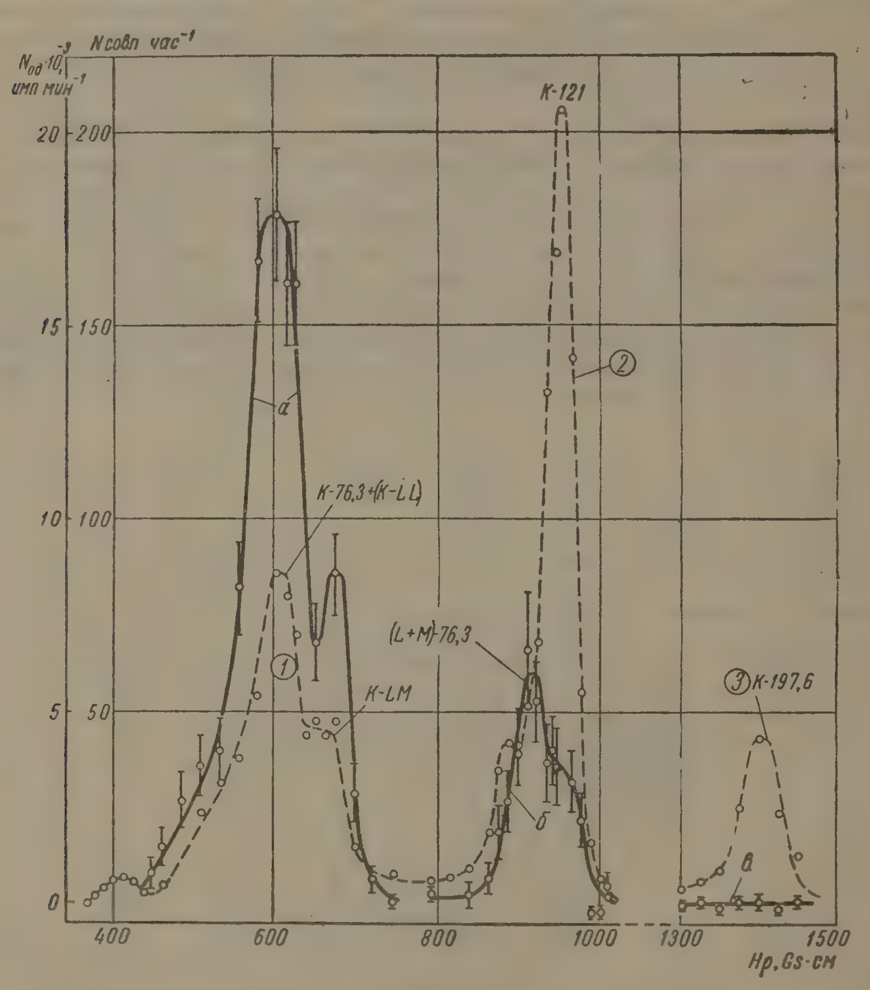


Рис. 2. Совпадения электронов (K-121,0 + $(L+M)$-76): *а* — с K-Оже-электронами и K-76,3; *б* — с $(L+M)$-76,3; *в* — с K-197,6. Кривые *1*, *2* и *3* — вид линий $(K—LL)+K$-76,3; K — LM; K-121,0 + $(L+M)$-76,3 и K-197,6 на одиночном спектрометре

Число истинных совпадений менялось от 3,5 до 179 имп мин$^{-1}$ при скоростях счета в каналах от $1{,}5\cdot10^3$ до $21\cdot10^3$ имп мин$^{-1}$, отношение чисел истинных и случайных совпадений 2÷18.

Результаты опытов сведены в таблицу, а также иллюстрируются рис. 2 и 3.

Рассмотрим результаты, приведенные в таблице.

1. Совпадения между переходами 76,3 и 121,0 keV

Наличие совпадений между этими переходами отчетливо видно из таблицы и экспериментальной кривой совпадений (K-121,0 + $(L+M)$-76,3) (K-121,0 + $(L+M)$-76,3), кривая *б* (на рис. 2). Число совпадений при ре-

Результаты опытов по изучению совпадений при распаде $Eu^{147} \to Sm^{147}$

Линия на первом спектрометре (через подкладку)	Скорость счета на максимуме линии $(N_1 - N_{фон}) \times 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Линия на втором спектрометре	Скорость счета на максимуме линии $(N_2 - N_{фон}) \times 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Число совпадений в час: наблюдавшихся	случайных	истинных
K-121+ +$(L+M)$-76,3	19	K-197,6	6	5	4	1
	21	K-121 + $(L+M)$-76,3	7,5	74	8	66
		$(K-LL) + K$-76,3	8,5	189	10	179
		$K-LM$	4,5	76	8	68
$L+M)$-121	4,5	$(K-LL) + K$-76,3	9	22	2	20
		$K-LM$	6	9	1	8
$(L+M)$-197,6	1,5	$(K-LL) + K$-76,3	9	7	1,5	5,5
		$K-LM$	6	5	1,5	3,5

гистрации электронов K-121,0 + $(L+M)$-76,3 одновременно обеими половинами спектрометра составляло 74 имп час$^{-1}$: из них случайных 8 и истинных 66. Существование заметного числа совпадений (K-121,0)(($L+M$)-76,3) позволило выделить линию $(L+M)$-76,3 и, таким образом, надежно установить наличие этого перехода в схеме распада $Eu^{147} \to Sm^{147}$.

2. Совпадения между переходами 197,6 и 121,0 keV; 197,6 и 76,3 keV

Отсутствие совпадений между конверсионными γ-переходами 197,6 и 121,0 keV; 197,6 и 76,3 keV несомненно. Это видно из таблицы и экспериментальной кривой совпадений ((K-121,0 + $(L+M)$-76,3) (K-197,6) (кривая *в* на рис. 2). Мы считаем, что переход 197,6 keV не образует каскада ни с одним из переходов 76,3 и 121,0 keV.

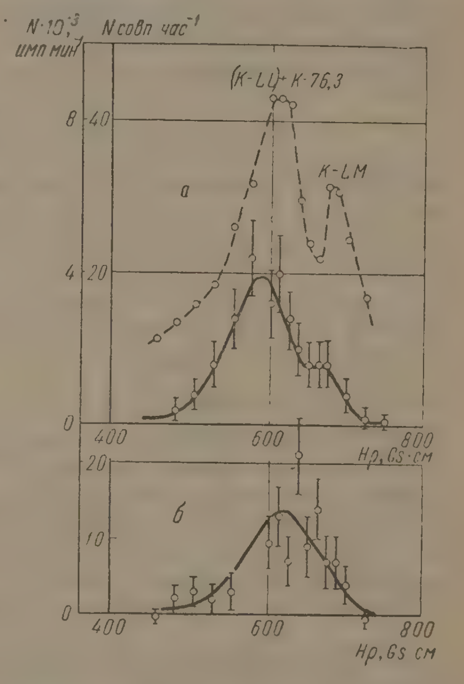


Рис 3. Совпадения (($L+M$)-121,0) (K-76,3+ + $(K-LL)$ + $(K-LM)$) [*а*, жирная кривая] и (($L+M$)-197,6) ((K—LL)+K-76,3+ +(K—LM)) [*б*]. Самая верхняя (пунктирная) кривая — вид линий $(K-LL) + K$-76,3 и $K-LM$ на одиночном спектрометре

3. Совпадения между переходами 121,0 и 197,6 keV и K-Оже-электронами

Наличие совпадений между $(L+M)$-электронами от γ-переходов и K-Оже-электронами может свидетельствовать о существовании K-захвата на возбужденные уровни, переход из которых ядра — продукта происходит с испусканием данных γ-квантов; скорость счета совпадений говорит об интенсивности K-захвата. Экспериментальные кривые совпадений (($L+M$)-121) (($K-LL$) + K-76,3 + $(K-LM)$) и (($L+M$)-197,6) (($K-LL$) + (K-76,3) + $(K-LM)$) представлены на рис. 3 (*а* и *б*).

Так как линия K-76,3 в наших опытах не отделялась от линии $K - LL$, а электроны $(L+M)$-121 могут давать совпадения с K-76,3, то определить число совпадений $(K - LL)$ $((L+M)$-121) не представляется возможным. Судить о существовании совпадений K-Оже-электронов с $(L+M)$-121 можно по наличию совпадений $(K - LM)$ $((L+M)$-121); линии $K - LL$ и $K - LM$ почти разделились. Число совпадений $((L+M)$-121) $(K - LM)$ составляло 8 имп час$^{-1}$. Мы считаем, что наличие этих совпадений несомненно; на возбужденный уровень Sm^{147}, из которого осуществляется переход с испусканием энергии 121 keV идет K-захват.

Совпадений (K-76,3) $((L+M)$-197,6) не должно быть. Поэтому все совпадения $((L+M)$-197,6) $((K-LL)+K$-76,3 $+ (K-LK))$ связаны с совпадениями электронов $(L+M)$-197,6 с K-Оже-электронами. Число этих совпадений было небольшое, а именно 3—3,5 имп час$^{-1}$. Мы полагаем, что на уровень 197,6 keV осуществляется K-захват в ядре Eu^{147}.

4. Совпадения между конверсионными электронами *K*-121 и *K*-Оже-электронами

Экспериментальная кривая совпадений (K-121 $+ (L+M)$-76,3) $((K-LL) + K$-76,3 $+ (K - LM))$ представлена на рис. 2, *а*.

Так как линия K-76,3 не отделялась от $K - LL$ и электроны K-121 должны давать совпадения с K-76,3, а оценить вклад совпадений (K-121)(K-76,3) и $((L+M)$-76,3) $(K - LL)$ трудно, то о существовании совпадений K-121 с K-Оже-электронами можно судить по совпадениям электронов K-121 с электронами линии $(K-LM)$-121, которая почти отделялась от $K-LL$. Но для этого нужно учесть совпадения $(K - LM)$ $((L+M)$-76,3). Если считать, что вероятности совпадений K-Оже-электронов, образующихся при K-захвате, с K и $L+M$ от переходов 76,3 и 121 keV одинаковы и определяются только числом этих электронов, то из всех совпадений (K-121 $+ (L+M)$-76,3) $(K - LM)$— 68 имп час$^{-1}$ на долю (K-121) $(K - LM)$ приходится $\sim$66 имп час$^{-1}$. При этом нужно иметь в виду, что эти совпадения вызваны K-Оже-электронами, образовавшимися в результате как конверсии на K-оболочке, так и при K-захвате на уровень 121 keV. Учитывая, что отношение $\frac{K}{L+M}$ для перехода 121 keV равно примерно 4,5, получим число совпадений электронов K-121 с $K-LM$, образующимися при K-захвате, равное 36 имп час$^{-1}$, и совпадений с $K-LM$, образующимися после конверсии на K-оболочке, около 30 имп час$^{-1}$.

Наши данные находятся в согласии со схемой распада Eu^{147}, приведенной в предыдущей статье [5] (стр. 916, рис. 8).

Авторы благодарны А. А. Башилову за интерес к работе и дискуссию. В измерениях принимали участие В. Бунаков и Ю. Звольский.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В. А., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Тезисы докладов на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии. —Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
3. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Докл. АН СССР, 112, 405 (1957).
4. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624 (1957).
5. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, см. настоящий номер журнала, стр. 906.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ $Tu^{167} \to Er^{167}$

На сдвоенном линзовом β-спектрометре [1] нами изучались совпадения между конверсионными переходами, происходящими при распаде $Tu^{167} \to Er^{167}$ ($T_{1/2} \sim 9,6$ дн.). Tu^{167} был получен при бомбардировке танталовой мишени протонами с энергией 660 MeV. Выделение нейтроно-дефицитных изотопов Tu из фракций редких земель было сделано на хроматографической колонке.

Активное вещество было высажено на тонкую, слегка алюминированную, коллодиевую пленку; диаметр источника был 5 мм. Изучение совпадений между конверсионными электронами производилось спустя несколько дней после выделения, когда короткопериодные изотопы Tu распались.

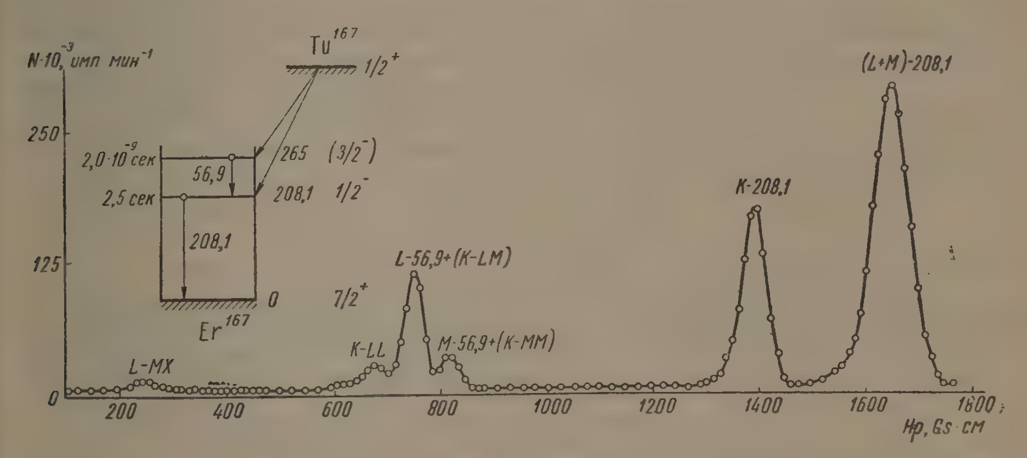


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов Tu^{167}; на вставке — схема распада $Tu^{167} \to Er^{167}$

При распаде $Tu^{167} \to Er^{167}$ происходят [2—4] γ-переходы с энергиями: 56,9 и 208,1 keV (средние значения по работам [2 и 4]). Спектр конверсионных электронов Tu^{167} до энергии электронов приблизительно 200 keV, снятый на одной половине спектрометра, представлен на рис. 1. Он совпадает как по расположению линий, так и по их относительным интенсивностям со спектром, приведенным в работе [2].

Нами изучались совпадения между конверсионными электронами от переходов с $h\nu = 56,9$ и 208,1 keV, а также между этими электронами и Оже-электронами K-серии. Результаты опытов сведены в таблицу и иллюстрируются рис. 2.

1. Совпадения между переходами 208,1 и 56,9 keV

Как было показано в [5, 6] и подтверждено в работах [7, 8], время жизни возбужденного состояния в Er^{167} с энергией 208,1 keV равно 2,5 сек.

Поэтому не должно быть совпадений между конверсионными электронами этих переходов, а также между электронами $(L + M)$-208,1 и Оже-электронами K-серии. Отсутствие совпадений линий $(L + M)$-208,1 с линиями K-Оже и L-56,9 отчетливо видно из таблицы и рис. 2 (кривая *а*). Полученные данные подтверждают метастабильный характер уровня 208,1 keV в Er^{167}.

2. Совпадения *K*-208,1 с *K*-Оже-электронами

Совпадения между конверсионными электронами K-208,1 и K-Оже-электронами, образовавшимися после конверсии на K-оболочке, наблюдаются. Экспериментальная кривая совпадений (K-208,1) $((K—LL) + (K — LM))$ изображена на рис. 2 (кривая *б*). Скорости счета совпадений K-208,1 с различными группами K-Оже-электронов должны быть пропорциональны вероятностям Оже-эффекта на различных оболочках атома. Отношение числа $(K—LL)$-электронов к числу всех остальных K-Оже-электронов, определенное из площадей линий $K—LL$, $K—LM$ и $K—MM$, равно 1,6, что в пределах погрешностей измерений соответствует данным работ [9—11] для $Z = 57 — 84$.

Рис. 2. Совпадения K-Оже-электронов с конверсионными электронами: *а* — $(L+M)$-208,1 *б* — K-208,1 и *в* — L-56,9. Самая верхняя кривая — вид линий $K — LL$, L-56,9 + $(K — LM)$ и M-56,9 + $(K — 2M)$ на одиночном спектрометре

3. Совпадения электронов *L*-56,9 с *K*-Оже-электронами

Существование совпадений между электронами L-56,9 и K-Оже-электронами видно из таблицы и рис. 2 (кривая *в*).

Числа «самосовпадений» электронов линии $(L - 56,9 + (K — LM))$ и число совпадений $(L$-$56,9 + (K — LM))$ $(K — LL)$ были соответственно равны 302 и 208 импульсам в час; из них случайных — 112 и 30, а истинных — 190 и 178. Наличие совпадений между электронами L-56,9 и K-Оже-электронами несомненно. Большое число «самосовпадений» электронов линии $(L$-$56,9 + (K — LM))$ связано с тем, что при регистрации одновременно обеими половинами спектрометра линии, образованной двумя группами электронов близкой энергии, наблюдаемое число совпадений всегда вдвое больше числа совпадений, которое наблюдалось бы, если бы эти группы электронов разрешались полностью. Учитывая удвоение

Результаты опытов по изучению совпадений при распаде $Tu^{167} \to Er^{167}$

Линия на первом спектрометре (через подложку)	Скорость счета на максимуме линий $(N_1 - N_{фон}) \times 10^{-3}$, имп час$^{-1}$	Линия на втором спектрометре	Скорость счета на максимуме линий $(N_2 - N_{фон}) \times 10^{-3}$, имп час$^{-1}$	Число наблюдений в час*		
				общее	случайных	истинных
$(L+M)$-208,1	190	$K - LL$	21	104	98	(6)
		L-56,9 + $(K - LM)$	70	590	570	(20)
		M-56,9 + $(K - MM)$	35	288	300	(—12)
L-56,9 + $(K - LM)$	96	$K - LL$	15	208	30	178
		L-56,9 + $(K - LM)$	72	302	112	190
		M-56,9 + $(K - MM)$	25	112	64	44
K-208,1	256	$K - LL$	77	2040	492	1548
		L-56,9 + $(K - LM)$	220	2150	1344	806
		M-56,9 + $(K - MM)$	73	525	90	435

* Числа в скобках по порядку величины равны погрешностям измерений.

числа «самосовпадений», получим, что отношение скоростей счета совпадений (L-56,9) (K — LL) и (L-56,9) (K — LM) равно примерно 1,9. Это согласуется с результатами наших опытов по изучению совпадений между электронами K-208,1 и K-Оже-электронами и данными работ [9—11] о вероятностях образования различных групп K-Оже-электронов. Кроме этого, из наших опытов следует, что вероятности образования различных групп K-Оже-электронов при K-захвате и конверсии одинаковы и приблизительно равны $(K—LL)$: $((K—LM) + (K—2M)) = 1:0,6$.

Так как после конверсии на L-оболочке электроны Оже K-серии появиться не могут, то наличие совпадений показывает, что переход $h\nu =$ $= 56,9$ keV следует без заметной задержки после K-захвата [12]. Эти совпадения подтверждают также, что переход $h\nu = 56,9$ keV происходит в Er^{167}, а не является изомерным в Tu^{167}.

Схема распада $Tu^{167} \to Er^{167}$, предложенная в работах [2, 3], изображена на рис. 1. Результаты наших опытов подтверждают эту схему.

Авторы благодарны К. Я. Громову за ценные высказывания при обсуждении результатов. В измерениях принимали участие студенты ЛГУ В. Бунаков и Л. Попеко.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Джелепов Б., Громов К., Преображенский Б., Изв. АН СССР, Сер. физ., 21, 918 (1957).
3. Городинский Г., Мурин А., Покровский В., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
4. Mihelich J. W., Harmatz B., Handley, Phys. Rev., 108, 989 (1957).
5. Campbell E., Kahn J., Goodrich M., Nucl. Sci., 10, 256 (1956).
6. Steward M. G., Bureau A. M., Hammer C. L., Bul. Amer. Phys. Soc., 1, 206, 4 (R2) (1956); Nucl. Sci., 10, 256 (1956).
7. Hammer C. L., Steward M. G., Phys. Rev., 106, 1001 (1957).
8. Mihelich J. W., Phys. Rev., 106, 1232 (1957).
9. Громов К., Джелепов Б., Дмитриев А., Преображенский Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 153 (1958).
10. Жерновой А., Крисюк Э., Латышев Г., Ремонный А., Сергеев А., Фадеев В., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 682 (1957).
11. Mladjenovic M., Slätis H., Arkiv Fys., 9, 41 (1955).
12. Берлович Э. Е., Гротовский К. М., Бонич М. П., Бреслав В. П., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1632 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

И. М. БАНД, Л. Н. ЗЫРЯНОВА и Ю. П. СУСЛОВ

ТАБЛИЦЫ ФУНКЦИЙ, НЕОБХОДИМЫХ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ РАЗРЕШЕННОГО И ЗАПРЕЩЕННОГО L-ЗАХВАТА ЯДЕР

В работе проведены расчеты функций, необходимых в теории перехода ядра путем захвата орбитального L-электрона. Анализ ветви электронного захвата ядер необходим во всех случаях позитронной радиоактивности. Для значительного числа ядер захват орбитального электрона есть единственный способ распада. В последние годы в связи с интенсивным исследованием нейтронодефицитных изотопов интерес к захвату особенно повысился. В 1956 г. были опубликованы [1] подробные таблицы, позволяющие проводить анализ K-захватной ветви. Для L-захвата, также представляющего интерес при экспериментальном изучении схем распада, численные расчеты имеются в литературе лишь для немногих Z, что создает неудобство в практической работе.

Для вычисления вероятности перехода ядра путем L-захвата необходимо знание ряда коэффициентов, зависящих от значений волновых функций L-электрона в ядре. Табулирование этих коэффициентов проведено в настоящей работе с учетом эффектов экранирования и конечных размеров ядра.

1. Волновые функции L-электронов

Волновые функции $L_{\rm I}$-, $L_{\rm II}$- и $L_{\rm III}$-электронов, использованные в данной работе, найдены методом численного интегрирования уравнения Дирака для потенциала, учитывающего присутствие орбитальных электронов и конечные размеры ядра. Атомный потенциал внутри области ядра был взят соответствующим равномерному распределению электрического заряда по объему с радиусом $R = 1{,}20 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см, а вне ядра — из статистической модели атома Томаса — Ферми — Дирака, причем при определении функции экранирования использовались таблицы Метрополиса — Рейтца [2] и Томаса [3], а обменное взаимодействие учитывалось в форме, аналогичной [4].

В табл. 1 приведены полученные таким путем значения волновых функций $L_{\rm I}$-электронов на границе ядра для ряда значений Z. Кроме $G_{L_{\rm I}}$ и $F_{L_{\rm I}}$ — большой и малой компонент радиальной волновой функции $2s$-состояния, даны $E_{L_{\rm I}}$ — теоретическое значение энергии связи $L_{\rm I}$-электронов и параметр $U_0 = \sqrt{2R}$. Табл. 2 содержит значения на границе ядра (при тех же U_0) компонент G и F для $L_{\rm II}$- и $L_{\rm III}$-электронов.

Данные табл. 1 при небольших Z могут быть сравнены со значениями волновых функций, рассчитанных по методу Хартри — Фока [5]. При $Z = 30$ компоненты $G_{L_{\rm I}}$, найденные для статистического атома и методом самосогласованного поля, расходятся в пределах 19%. При $Z = 18$ разница составляет 16%. Так как при малых Z преимущество следует отдать методу Хартри — Фока, то при расчетах табл. 3, 4, 7, 8, рас-

Таблица 1

Значения волновых функций $L_{\rm I}$-электронов на границе ядра

Z	$U_0 = \sqrt{2R}$	$G_{L_{\rm I}}\ R$	$F_{L_{\rm I}}\ R$	$E_{L_{\rm I}}$
18	0,1500	$3,4457 \cdot 10^{-4}$	$-1,8144 \cdot 10^{-5}$	—0,00064666
25	0,1540	$6,0923 \cdot 10^{-4}$	$-4,4635 \cdot 10^{-5}$	—0,0014979
33	0,16050	$1,1239 \cdot 10^{-3}$	$-1,0899 \cdot 10^{-4}$	—0,0030785
41	0,16777	$1,9093 \cdot 10^{-3}$	$-2,3086 \cdot 10^{-4}$	—0,0053577
49	0,17378	$3,0297 \cdot 10^{-3}$	$-4,3971 \cdot 10^{-4}$	—0,0084177
57	0,17940	$4,6365 \cdot 10^{-3}$	$-7,8676 \cdot 10^{-4}$	—0,012356
61	0,18110	$5,6281 \cdot 10^{-3}$	$-1,0249 \cdot 10^{-3}$	—0,014691
65	0,18352	$6,8544 \cdot 10^{-3}$	$-1,3342 \cdot 10^{-3}$	—0,01 295
73	0,18747	0,010014	$-2,2039 \cdot 10^{-3}$	—0,023382
81	0,19131	0,014550	$-3,5802 \cdot 10^{-3}$	—0,030825
84	0,19280	0,016740	$-4,2847 \cdot 10^{-3}$	—0,034017
88	0,19457	0,020144	$-5,4250 \cdot 10^{-3}$	—0,037722
92	0,19623	0,024257	$-6,8607 \cdot 10^{-3}$	—0,042668
95	0,19746	0,027885	$-8,1727 \cdot 10^{-3}$	—0,047993
98	0,19864	0,031956	$-9,6973 \cdot 10^{-3}$	—0,050841

Таблица 2

Значения волновых функций $L_{\rm II}$- и $L_{\rm III}$-электронов на границе ядра

Z	$G_{L_{\rm II}}\ R$	$F_{L_{\rm II}}\ R$	$G_{L_{\rm III}}\ R$	$F_{L_{\rm III}}\ R$
18	$1,0050 \cdot 10^{-6}$	$1,6704 \cdot 10^{-5}$	$1,2109 \cdot 10^{-7}$	$-3,6388 \cdot 10^{-9}$
25	$3,4710 \cdot 10^{-6}$	$4,2749 \cdot 10^{-5}$	$3,1612 \cdot 10^{-7}$	$-1,3203 \cdot 10^{-8}$
33	$1,1460 \cdot 10^{-5}$	$1,0851 \cdot 10^{-4}$	—	—
41	$3,0771 \cdot 10^{-5}$	$2,3601 \cdot 10^{-4}$	$1,8854 \cdot 10^{-6}$	$-1,2945 \cdot 10^{-7}$
49	$7,1356 \cdot 10^{-5}$	$4,5946 \cdot 10^{-4}$	$3,7034 \cdot 10^{-6}$	$-3,0439 \cdot 10^{-7}$
57	$1,5141 \cdot 10^{-4}$	$8,3842 \cdot 10^{-4}$	$6,6860 \cdot 10^{-6}$	$-6,4050 \cdot 10^{-7}$
61	$2,1312 \cdot 10^{-4}$	$1,1028 \cdot 10^{-3}$	$8,6022 \cdot 10^{-6}$	$-8,8283 \cdot 10^{-7}$
65	$2,9896 \cdot 10^{-4}$	$1,4504 \cdot 10^{-3}$	$1,1125 \cdot 10^{-5}$	$-1,2180 \cdot 10^{-6}$
73	$5,6811 \cdot 10^{-4}$	$2,4475 \cdot 10^{-3}$	$1,7791 \cdot 10^{-5}$	$-2,1931 \cdot 10^{-6}$
81	$1,0534 \cdot 10^{-3}$	$4,0724 \cdot 10^{-3}$	$2,7630 \cdot 10^{-5}$	$-3,7899 \cdot 10^{-6}$
84	$1,3232 \cdot 10^{-3}$	$4,9224 \cdot 10^{-3}$	$3,2430 \cdot 10^{-5}$	$-4,6184 \cdot 10^{-6}$
88	$1,7862 \cdot 10^{-3}$	$6,3244 \cdot 10^{-3}$	$3,9829 \cdot 10^{-5}$	$-5,9515 \cdot 10^{-6}$
92	$2,4057 \cdot 10^{-3}$	$8,1211 \cdot 10^{-3}$	$4,8598 \cdot 10^{-5}$	$-7,6048 \cdot 10^{-6}$
95	$3,0064 \cdot 10^{-3}$	$9,8028 \cdot 10^{-3}$	$5,6307 \cdot 10^{-5}$	$-9,1103 \cdot 10^{-6}$
98	$3,7961 \cdot 10^{-3}$	0,011965	$6,5543 \cdot 10^{-5}$	$-1,0954 \cdot 10^{-5}$

смотренных ниже, мы использовали при $Z = 18$ следующие функции самосогласованного поля:

$$G_K^2 = 8,61 \cdot 10^{-3}, \quad G_{L_{\rm I}}^2 = 6,94 \cdot 10^{-4}.$$

2. Разрешенный *L*-захват

В обычных обозначениях теории β-распада вероятность разрешенного L-захвата определяется формулой

$$W_{L_i} = \frac{g^2}{2\pi^3} M^2 f_{L_i}(E_0, Z), \tag{1}$$

где g — константа Ферми β-взаимодействия, M^2 — ядерный матричный элемент, f_{L_i} — функция, зависящая от характеристик захваченного электрона.

Разрешенный захват возможен с $L_{\rm I}$- и $L_{\rm II}$-подоболочек атома и, соответственно, определяется функциями:

$$f_{L_{\rm I}}(E_0, Z) = \frac{\pi}{2}(E_0 + E_{L_{\rm I}})^2 G^2_{L_{\rm I}}, \tag{2}$$

$$f_{L_{\rm II}}(E_0, Z) = \frac{\pi}{2}(E_0 + E_{L_{\rm II}})^2 F^2_{L_{\rm II}}, \tag{3}$$

где E_0 — энергия ядерного перехода (полная граничная энергия позитронного спектра) в единицах m_0c^2, E_{L_i} — полная энергия L_i-электрона в тех же единицах, Z — атомный номер распадающегося ядра.

Радиальные волновые функции $G_{L_{\rm I}}$ и $F_{L_{\rm II}}$ следует брать в точке превращения нуклона. Как обычно, для них были использованы значения на границе ядра. Ввиду того, что практически энергии $L_{\rm I}$- и $L_{\rm II}$-электронов одинаковы, отношение вероятностей их захвата принимает вид

$$\frac{W_{L_{\rm II}}}{W_{L_{\rm I}}} \approx \frac{F^2_{L_{\rm II}}}{G^2_{L_{\rm I}}}. \tag{4}$$

Представляет интерес также величина отношения вероятностей захвата $L_{\rm I}$- и K-электронов

$$\frac{W_{L_{\rm I}}}{W_K} = \frac{(E_0 + E_{L_{\rm I}})^2}{(E_0 + E_K)^2} \frac{G^2_{L_{\rm I}}}{G^2_K}. \tag{5}$$

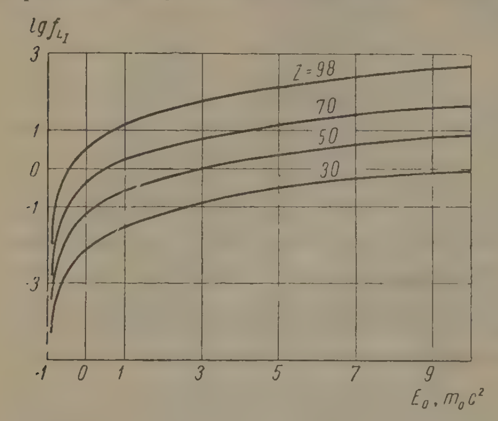


Рис. 1. Зависимость функции $f_{L_{\rm I}}$ от энергии перехода E_0

Здесь G_K — значение на границе ядра большой компоненты волновой функции K-электрона, E_K — полная энергия K-электрона.

Исходя из данных табл. 1 и 2, мы протабулировали значения функций, определяемых формулами (2) — (5), для всех значений Z от 18 до 98. При этом величины волновых функций для тех Z, которых нет в табл. 1 и 2, были найдены методом интерполирования.

Для определения приведенного времени жизни $f_{L_{\rm I}} t_{L_{\rm I}}$ для $L_{\rm I}$-захвата необходимо знание функции $f_{L_{\rm I}}$. Ее значения в зависимости от Z и энергии перехода E_0 (в интервале от $-0{,}90$ до $10\, m_0c^2$) помещены в табл. 3. При расчетах в качестве $E_{L_{\rm I}}$ использовались экспериментальные значения. Промежуточные значения функции $f_{L_{\rm I}}$ могут находиться путем интерполирования табличных данных. Характер поведения $f_{L_{\rm I}}$ в зависимости от энергии перехода показан на рис. 1.

В тех областях, где $f_{L_{\rm I}}$ изменяется круто, ее значения можно находить по формуле (2). Для ускорения этих расчетов мы приводим в табл. 4 значения функции $\frac{\pi}{2} G^2_{L_{\rm I}}$. Для вычисления $f_{L_{\rm I}}$ значения, полученные из табл. 4, следует умножить на величину $(E_0 + E_{L_{\rm I}})^2$.

Если сравнить значения $f_{L_{\rm I}}$ с прежними расчетами для чисто кулоновского поля [6, 7] и данными Рейтца [4], в работе которого волновые функции L-электронов при $Z = 29$, 49, 84 и 92 найдены для модели статистического атома, то можно определить влияние на L-захват эффектов экранирования и конечных размеров ядра. При этом оказывается, что для L-электронов основную роль играет правильный метод учета экранирующего действия орбитальных электронов: численное интегрирование уравнения Дирака с потенциалом Томаса — Ферми — Дирака приводит в случае больших энергий перехода к поправкам, которые при

$Z = 50$ на 20%, а при $Z = 90$ на 25% больше значений, найденных приближенным методом Слетэра [8]. При малых энергиях перехода, когда энергетически возможен лишь L-захват, ошибки метода Слетэра доходят до 60%. Поправки на конечные размеры ядра для L-захвата являются относительно небольшими: при $Z = 50$ они имеют величину 0,3%, при $Z = 90 - 2{,}7\%$.

Ввиду того, что вероятность захвата L_{II}-электронов мала в сравнении с L_I-захватом, мы не приводим таблицу функции $f_{L_{II}}$, а даем лишь значения коэффициента $\frac{\pi}{2} \cdot F^2_{L_{II}}$ (табл. 5), который после умножения на

Таблица 3

Значение функции f_{Z_I}

Z	E_0				
	−0,90	−0,80	−0,70	−0,60	−0,50
18	$1,078\cdot10^{-5}$	$4,336\cdot10^{-5}$	$9,775\cdot10^{-5}$	$1,739\cdot10^{-4}$	$2,719\cdot10^{-4}$
19	$1,366\cdot10^{-5}$	$5,502\cdot10^{-5}$	$1,241\cdot10^{-4}$	$2,208\cdot10^{-4}$	$3,453\cdot10^{-4}$
20	$1,694\cdot10^{-5}$	$6,830\cdot10^{-5}$	$1,541\cdot10^{-4}$	$2,743\cdot10^{-4}$	$4,289\cdot10^{-4}$
21	$2,063\cdot10^{-5}$	$8,329\cdot10^{-5}$	$1,880\cdot10^{-4}$	$3,347\cdot10^{-4}$	$5,234\cdot10^{-4}$
22	$2,478\cdot10^{-5}$	$1,002\cdot10^{-4}$	$2,261\cdot10^{-4}$	$4,027\cdot10^{-4}$	$6,298\cdot10^{-4}$
23	$2,940\cdot10^{-5}$	$1,190\cdot10^{-4}$	$2,688\cdot10^{-4}$	$4,789\cdot10^{-4}$	$7,492\cdot10^{-4}$
24	$3,454\cdot10^{-5}$	$1,400\cdot10^{-4}$	$3,164\cdot10^{-4}$	$5,638\cdot10^{-4}$	$8,822\cdot10^{-4}$
25	$4,024\cdot10^{-5}$	$1,634\cdot10^{-4}$	$3,695\cdot10^{-4}$	$6,585\cdot10^{-4}$	$1,030\cdot10^{-3}$
26	$4,648\cdot10^{-5}$	$1,891\cdot10^{-4}$	$4,278\cdot10^{-4}$	$7,626\cdot10^{-4}$	$1,194\cdot10^{-3}$
27	$5,341\cdot10^{-5}$	$2,176\cdot10^{-4}$	$4,926\cdot10^{-4}$	$8,785\cdot10^{-4}$	$1,375\cdot10^{-3}$
28	$6,107\cdot10^{-5}$	$2,493\cdot10^{-4}$	$5,646\cdot10^{-4}$	$1,007\cdot10^{-3}$	$1,577\cdot10^{-3}$
29	$6,955\cdot10^{-5}$	$2,844\cdot10^{-4}$	$6,444\cdot10^{-4}$	$1,150\cdot10^{-3}$	$1,798\cdot10^{-3}$
30	$7,884\cdot10^{-5}$	$3,230\cdot10^{-4}$	$7,326\cdot10^{-4}$	$1,307\cdot10^{-3}$	$2,048\cdot10^{-3}$
31	$8,908\cdot10^{-5}$	$3,657\cdot10^{-4}$	$8,299\cdot10^{-4}$	$1,482\cdot10^{-3}$	$2,321\cdot10^{-3}$
32	$1,002\cdot10^{-4}$	$4,125\cdot10^{-4}$	$9,369\cdot10^{-4}$	$1,673\cdot10^{-3}$	$2,622\cdot10^{-3}$
33	$1,126\cdot10^{-4}$	$4,642\cdot10^{-4}$	$1,055\cdot10^{-3}$	$1,885\cdot10^{-3}$	$2,954\cdot10^{-3}$
34	$1,261\cdot10^{-4}$	$5,215\cdot10^{-4}$	$1,186\cdot10^{-3}$	$2,120\cdot10^{-3}$	$3,324\cdot10^{-3}$
35	$1,408\cdot10^{-4}$	$5,839\cdot10^{-4}$	$1,329\cdot10^{-3}$	$2,377\cdot10^{-3}$	$3,728\cdot10^{-3}$
36	$1,568\cdot10^{-4}$	$6,520\cdot10^{-4}$	$1,486\cdot10^{-3}$	$2,659\cdot10^{-3}$	$4,170\cdot10^{-3}$
37	$1,742\cdot10^{-4}$	$7,263\cdot10^{-4}$	$1,657\cdot10^{-3}$	$2,966\cdot10^{-3}$	$4,653\cdot10^{-3}$
38	$1,930\cdot10^{-4}$	$8,073\cdot10^{-4}$	$1,845\cdot10^{-3}$	$3,301\cdot10^{-3}$	$5,181\cdot10^{-3}$
39	$2,134\cdot10^{-4}$	$8,956\cdot10^{-4}$	$2,047\cdot10^{-3}$	$3,668\cdot10^{-3}$	$5,758\cdot10^{-3}$
40	$2,353\cdot10^{-4}$	$9,912\cdot10^{-4}$	$2,268\cdot10^{-3}$	$4,067\cdot10^{-3}$	$6,386\cdot10^{-3}$
41	$2,592\cdot10^{-4}$	$1,096\cdot10^{-3}$	$2,510\cdot10^{-3}$	$4,503\cdot10^{-3}$	$7,074\cdot10^{-3}$
42	$2,854\cdot10^{-4}$	$1,211\cdot10^{-3}$	$2,778\cdot10^{-3}$	$4,986\cdot10^{-3}$	$7,836\cdot10^{-3}$
43	$3,138\cdot10^{-4}$	$1,336\cdot10^{-3}$	$3,068\cdot10^{-3}$	$5,511\cdot10^{-3}$	$8,663\cdot10^{-3}$
44	$3,386\cdot10^{-4}$	$1,470\cdot10^{-3}$	$3,380\cdot10^{-3}$	$6,074\cdot10^{-3}$	$9,552\cdot10^{-3}$
45	$3,767\cdot10^{-4}$	$1,616\cdot10^{-3}$	$3,720\cdot10^{-3}$	$6,688\cdot10^{-3}$	0,01052
46	$4,112\cdot10^{-4}$	$1,773\cdot10^{-3}$	$4,087\cdot10^{-3}$	$7,353\cdot10^{-3}$	0,01157
47	$4,488\cdot10^{-4}$	$1,942\cdot10^{-3}$	$4,484\cdot10^{-3}$	$8,079\cdot10^{-3}$	0,01271
48	$4,890\cdot10^{-4}$	$2,126\cdot10^{-3}$	$4,916\cdot10^{-3}$	$8,857\cdot10^{-3}$	0,01395
49	$5,318\cdot10^{-4}$	$2,324\cdot10^{-3}$	$5,381\cdot10^{-3}$	$9,703\cdot10^{-3}$	0,01529
50	$5,775\cdot10^{-4}$	$2,536\cdot10^{-3}$	$5,882\cdot10^{-3}$	0,01061	0,01673
51	$6,269\cdot10^{-4}$	$2,767\cdot10^{-3}$	$6,427\cdot10^{-3}$	0,01151	0,01831
52	$6,794\cdot10^{-4}$	$3,016\cdot10^{-3}$	$7,017\cdot10^{-3}$	0,01268	0,02002
53	$7,357\cdot10^{-4}$	$3,285\cdot10^{-3}$	$7,657\cdot10^{-3}$	0,01385	0,02187
54	$7,961\cdot10^{-4}$	$3,576\cdot10^{-3}$	$8,351\cdot10^{-3}$	0,01512	0,02389
55	$8,606\cdot10^{-4}$	$3,890\cdot10^{-3}$	$9,102\cdot10^{-3}$	0,01650	0,02607
56	$9,296\cdot10^{-4}$	$4,229\cdot10^{-3}$	$9,915\cdot10^{-3}$	0,01799	0,02845
57	$1,003\cdot10^{-3}$	$4,594\cdot10^{-3}$	0,01079	0,01959	0,03100
58	$1,082\cdot10^{-3}$	$4,991\cdot10^{-3}$	0,01175	0,02136	0,03381
59	$1,167\cdot10^{-3}$	$5,418\cdot10^{-3}$	0,01278	0,02326	0,03684
60	$1,256\cdot10^{-3}$	$5,872\cdot10^{-3}$	0,01388	0,02529	0,04009
61	$1,350\cdot10^{-3}$	$6,361\cdot10^{-3}$	0,01507	0,02748	0,04360
62	$1,451\cdot10^{-3}$	$6,887\cdot10^{-3}$	0,01636	0,02986	0,04739
63	$1,557\cdot10^{-3}$	$7,452\cdot10^{-3}$	0,01774	0,03242	0,05149
64	$1,670\cdot10^{-3}$	$8,057\cdot10^{-3}$	0,01923	0,03518	0,05591
65	$1,790\cdot10^{-3}$	$8,708\cdot10^{-3}$	0,02083	0,03816	0,06069

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	—0,90	—0,80	—0,70	—0,60	—0,50
66	$1,917\cdot10^{-3}$	$9,414\cdot10^{-3}$	0,02258	0,04142	0,06592
67	$2,054\cdot10^{-3}$	0,01018	0,02447	0,04494	0,07158
68	$2,196\cdot10^{-3}$	0,01099	0,02649	0,04872	0,07766
69	$2,346\cdot10^{-3}$	0,01185	0,02867	0,05278	0,08421
70	$2,509\cdot10^{-3}$	0,01279	0,03102	0,05719	0,09131
71	$2,676\cdot10^{-3}$	0,01379	0,03354	0,06193	0,09895
72	$2,852\cdot10^{-3}$	0,01486	0,03626	0,06704	0,1072
73	$3,036\cdot10^{-3}$	0,01601	0,03918	0,07255	0,1161
74	$3,233\cdot10^{-3}$	0,01725	0,04236	0,07857	0,1259
75	$3,438\cdot10^{-3}$	0,01858	0,04578	0,08505	0,1364
76	$3,651\cdot10^{-3}$	0,01999	0,04944	0,09200	0,1477
77	$3,875\cdot10^{-3}$	0,02150	0,05338	0,09951	0,1599
78	$4,108\cdot10^{-3}$	0,02313	0,05762	0,1076	0,1731
79	$4,349\cdot10^{-3}$	0,02485	0,06218	0,1163	0,1873
80	$4,601\cdot10^{-3}$	0,02671	0,06709	0,1258	0,2027
81	$4,861\cdot10^{-3}$	0,02868	0,07236	0,1359	0,2193
82	$5,129\cdot10^{-3}$	0,03080	0,07805	0,1469	0,2373
83	$5,410\cdot10^{-3}$	0,03307	0,08418	0,1587	0,2568
84	$5,696\cdot10^{-3}$	0,03548	0,09074	0,1715	0,2777
85	$5,988\cdot10^{-3}$	0,03804	0,09778	0,1852	0,3003
86	$6,290\cdot10^{-3}$	0,04079	0,1054	0,2001	0,3248
87	$6,601\cdot10^{-3}$	0,04374	0,1136	0,2162	0,3515
88	$6,918\cdot10^{-3}$	0,04689	0,1224	0,2336	0,3803
89	$7,236\cdot10^{-3}$	0,05024	0,1319	0,2523	0,4113
90	$7,565\cdot10^{-3}$	0,05384	0,1422	0,2726	0,4452
91	$7,892\cdot10^{-3}$	0,05768	0,1533	0,2948	0,4819
92	$8,224\cdot10^{-3}$	0,06180	0,1652	0,3186	0,5217
93	$8,550\cdot10^{-3}$	0,06616	0,1780	0,3442	0,5617
94	$8,871\cdot10^{-3}$	0,07079	0,1918	0,3719	0,6110
95	$9,176\cdot10^{-3}$	0,07566	0,2064	0,4014	0,6607
96	$9,465\cdot10^{-3}$	0,08078	0,2220	0,4330	0,7140
97	$9,728\cdot10^{-3}$	0,08612	0,2384	0,4666	0,7708
98	$9,964\cdot10^{-3}$	0,09170	0,2558	0,5024	0,8314

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	—0,40	—0,30	—0,20	—0,10	—0,00
18	$3,917\cdot10^{-4}$	$5,334\cdot10^{-4}$	$6,967\cdot10^{-4}$	$8,820\cdot10^{-4}$	$1,089\cdot10^{-3}$
19	$4,974\cdot10^{-4}$	$6,772\cdot10^{-4}$	$8,848\cdot10^{-4}$	$1,120\cdot10^{-3}$	$1,383\cdot10^{-3}$
20	$6,179\cdot10^{-4}$	$8,413\cdot10^{-4}$	$1,099\cdot10^{-3}$	$1,391\cdot10^{-3}$	$1,718\cdot10^{-3}$
21	$7,542\cdot10^{-4}$	$1,027\cdot10^{-3}$	$1,342\cdot10^{-3}$	$1,698\cdot10^{-3}$	$2,097\cdot10^{-3}$
22	$9,076\cdot10^{-4}$	$1,236\cdot10^{-3}$	$1,615\cdot10^{-3}$	$2,044\cdot10^{-3}$	$2,525\cdot10^{-3}$
23	$1,080\cdot10^{-3}$	$1,470\cdot10^{-3}$	$1,921\cdot10^{-3}$	$2,432\cdot10^{-3}$	$3,004\cdot10^{-3}$
24	$1,271\cdot10^{-3}$	$1,732\cdot10^{-3}$	$2,263\cdot10^{-3}$	$2,865\cdot10^{-3}$	$3,538\cdot10^{-3}$
25	$1,485\cdot10^{-3}$	$2,023\cdot10^{-3}$	$2,644\cdot10^{-3}$	$3,347\cdot10^{-3}$	$4,134\cdot10^{-3}$
26	$1,721\cdot10^{-3}$	$2,344\cdot10^{-3}$	$3,063\cdot10^{-3}$	$3,879\cdot10^{-3}$	$4,790\cdot10^{-3}$
27	$1,983\cdot10^{-3}$	$2,701\cdot10^{-3}$	$3,530\cdot10^{-3}$	$4,470\cdot10^{-3}$	$5,521\cdot10^{-3}$
28	$2,274\cdot10^{-3}$	$3,098\cdot10^{-3}$	$4,049\cdot10^{-3}$	$5,127\cdot10^{-3}$	$6,332\cdot10^{-3}$
29	$2,596\cdot10^{-3}$	$3,538\cdot10^{-3}$	$4,624\cdot10^{-3}$	$5,856\cdot10^{-3}$	$7,233\cdot10^{-3}$
30	$2,953\cdot10^{-3}$	$4,024\cdot10^{-3}$	$5,261\cdot10^{-3}$	$6,662\cdot10^{-3}$	$8,230\cdot10^{-3}$
31	$3,348\cdot10^{-3}$	$4,562\cdot10^{-3}$	$5,964\cdot10^{-3}$	$7,554\cdot10^{-3}$	$9,331\cdot10^{-3}$
32	$3,783\cdot10^{-3}$	$5,156\cdot10^{-3}$	$6,741\cdot10^{-3}$	$8,538\cdot10^{-3}$	0,01055
33	$4,263\cdot10^{-3}$	$5,810\cdot10^{-3}$	$7,597\cdot10^{-3}$	$9,623\cdot10^{-3}$	0,01189
34	$4,797\cdot10^{-3}$	$6,539\cdot10^{-3}$	$8,551\cdot10^{-3}$	0,01083	0,01338
35	$5,381\cdot10^{-3}$	$7,336\cdot10^{-3}$	$9,594\cdot10^{-3}$	0,01215	0,01502
36	$6,020\cdot10^{-3}$	$8,209\cdot10^{-3}$	0,01074	0,01360	0,01681
37	$6,719\cdot10^{-3}$	$9,162\cdot10^{-3}$	0,01198	0,01518	0,01876
38	$7,483\cdot10^{-3}$	0,01021	0,01335	0,01692	0,02091

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	−0,40	−0,30	−0,20	−0,10	0,00
39	$8,317 \cdot 10^{-3}$	0,01135	0,01484	0,01881	0,02325
40	$9,228 \cdot 10^{-3}$	0,01259	0,01647	0,02088	0,02580
41	0,01022	0,01395	0,01825	0,02314	0,02860
42	0,01133	0,01546	0,02023	0,02565	0,03170
43	0,01252	0,01710	0,02238	0,02837	0,03507
44	0,01381	0,01886	0,02469	0,03130	0,03870
45	0,01522	0,02078	0,02721	0,03450	0,04266
46	0,01674	0,02287	0,02994	0,03797	0,04696
47	0,01840	0,02513	0,03291	0,04174	0,05162
48	0,02020	0,02759	0,03614	0,04584	0,05670
49	0,02214	0,03026	0,03964	0,05028	0,06219
50	0,02424	0,03313	0,04341	0,05508	0,06813
51	0,02653	0,03627	0,04753	0,06031	0,07461
52	0,02901	0,03967	0,05200	0,06599	0,08165
53	0,03171	0,04338	0,05686	0,07217	0,08931
54	0,03465	0,04740	0,06215	0,07890	0,09764
55	0,03783	0,05177	0,06790	0,08620	0,1067
56	0,04129	0,05652	0,07414	0,09415	0,1165
57	0,04502	0,06165	0,08088	0,1027	0,1272
58	0,04912	0,06728	0,08828	0,1121	0,1388
59	0,05354	0,07335	0,09628	0,1223	0,1515
60	0,05828	0,07987	0,1048	0,1332	0,1650
61	0,06341	0,08692	0,1141	0,1450	0,1797
62	0,06896	0,09455	0,1242	0,1578	0,1955
63	0,07495	0,1028	0,1350	0,1717	0,2127
64	0,08060	0,1117	0,1468	0,1866	0,2313
65	0,08843	0,1214	0,1595	0,2029	0,2514
66	0,09610	0,1320	0,1735	0,2206	0,2735
67	0,1044	0,1434	0,1885	0,2399	0,2974
68	0,1133	0,1557	0,2048	0,2606	0,3231
69	0,1226	0,1690	0,2223	0,2830	0,3509
70	0,1334	0,1834	0,2413	0,3072	0,3810
71	0,1446	0,1989	0,2618	0,3334	0,4136
72	0,1568	0,2158	0,2840	0,3617	0,4488
73	0,1699	0,2339	0,3081	0,3924	0,4870
74	0,1843	0,2538	0,3344	0,4260	0,5288
75	0,1998	0,2752	0,3628	0,4623	0,5740
76	0,2165	0,2984	0,3934	0,5015	0,6227
77	0,2345	0,3234	0,4265	0,5438	0,6755
78	0,2540	0,3504	0,4623	0,5897	0,7326
79	0,2751	0,3797	0,5011	0,6396	0,7944
80	0,2979	0,4114	0,5431	0,6932	0,8615
81	0,3223	0,4457	0,5886	0,7515	0,9342
82	0,3493	0,4829	0,6380	0,8148	1,013
83	0,3782	0,5232	0,6915	0,8834	1,099
84	0,4094	0,5666	0,7493	0,9575	1,191
85	0,4431	0,6136	0,8118	1,038	1,291
86	0,4797	0,6646	0,8797	1,125	1,400
87	0,5195	0,7202	0,9536	1,220	1,519
88	0,5626	0,7804	1,034	1,323	1,648
89	0,6090	0,8454	1,120	1,434	1,787
90	0,6598	0,9165	1,215	1,556	1,939
91	0,7149	0,9937	1,318	1,689	2,105
92	0,7748	1,078	1,430	1,833	2,286
93	0,8394	1,168	1,552	1,989	2,481
94	0,9093	1,268	1,683	2,159	2,693
95	0,9843	1,372	1,824	2,341	2,921
96	1,065	1,486	1,976	2,536	3,168
97	1,151	1,607	2,139	2,746	3,430
98	1,243	1,736	2,313	2,971	3,712

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	0,25	0,50	0,75	1,00	1,25
18	$1{,}702\cdot10^{-3}$	$2{,}451\cdot10^{-3}$	$3{,}336\cdot10^{-3}$	$4{,}358\cdot10^{-3}$	$5{,}516\cdot10^{-3}$
19	$2{,}161\cdot10^{-3}$	$3{,}113\cdot10^{-3}$	$4{,}237\cdot10^{-3}$	$5{,}535\cdot10^{-3}$	$7{,}006\cdot10^{-3}$
20	$2{,}685\cdot10^{-3}$	$3{,}868\cdot10^{-3}$	$5{,}265\cdot10^{-3}$	$6{,}878\cdot10^{-3}$	$8{,}705\cdot10^{-3}$
21	$3{,}278\cdot10^{-3}$	$4{,}722\cdot10^{-3}$	$6{,}428\cdot10^{-3}$	$8{,}397\cdot10^{-3}$	0,01063
22	$3{,}947\cdot10^{-3}$	$5{,}685\cdot10^{-3}$	$7{,}739\cdot10^{-3}$	0,01011	0,01280
23	$4{,}696\cdot10^{-3}$	$6{,}764\cdot10^{-3}$	$9{,}208\cdot10^{-3}$	0,01203	0,01523
24	$5{,}531\cdot10^{-3}$	$7{,}968\cdot10^{-3}$	0,01085	0,01417	0,01794
25	$6{,}463\cdot10^{-3}$	$9{,}310\cdot10^{-3}$	0,01268	0,01656	0,02096
26	$7{,}490\cdot10^{-3}$	0,01079	0,01469	0,01919	0,02429
27	$8{,}633\cdot10^{-3}$	0,01244	0,01693	0,02219	0,02800
28	$9{,}902\cdot10^{-3}$	0,01427	0,01943	0,02538	0,03213
29	0,01131	0,01630	0,02219	0,02899	0,03670
30	0,01287	0,01854	0,02525	0,03299	0,04177
31	0,01460	0,02103	0,02864	0,03742	0,04738
32	0,01650	0,02377	0,03238	0,04230	0,05356
33	0,01860	0,02680	0,03650	0,04770	0,06039
34	0,02094	0,03018	0,04110	0,05370	0,06799
35	0,02350	0,03387	0,04613	0,06028	0,07632
36	0,02630	0,03791	0,05164	0,06748	0,08544
37	0,02937	0,04234	0,05767	0,07536	0,09543
38	0,03272	0,04717	0,06426	0,08399	0,1064
39	0,03639	0·05248	0,07148	0,09343	0,1183
40	0,04040	0,05825	0,07936	0,1037	0,1314
41	0,04478	0,06458	0,08798	0,1150	0,1456
42	0,04965	0,07161	0,09757	0,1275	0,1615
43	0,05493	0,07923	0,1080	0,1411	0,1787
44	0,06062	0,08744	0,1192	0,1558	0,1973
45	0,06684	0,09642	0,1314	0,1718	0,2176
46	0,07358	0,1062	0,1447	0,1892	0,2396
47	0,08090	0,1167	0,1591	0,2080	0,2635
48	0,08887	0,1282	0,1748	0,2286	0,2896
49	0,09750	0,1407	0,1918	0,2508	0,3178
50	0,1068	0,1542	0,2102	0,2749	0,3483
51	0,1170	0,1689	0,2303	0,3012	0,3816
52	0,1281	0,1849	0,2521	0,3298	0,4178
53	0,1401	0,2023	0,2759	0,3609	0,4573
54	0,1532	0,2213	0,3018	0,3948	0,5003
55	0,1675	0,2419	0,3299	0,4316	0,5469
56	0,1830	0,2643	0,3605	0,4717	0,5978
57	0,1997	0,2885	0,3936	0,5150	0,6527
58	0,2181	0,3151	0,4300	0,5626	0,7131
59	0,2379	0,3439	0,4693	0,6141	0,7784
60	0,2593	0,3748	0,5115	0,6694	0,8485
61	0,2824	0,4082	0,5572	0,7293	0,9245
62	0,3074	0,4445	0,6067	0,7942	1,007
63	0,3345	0,4838	0,6604	0,8646	1,096
64	0,3638	0,5262	0,7185	0,9407	1,193
65	0,3956	0,5723	0,7815	1,023	1,298
66	0,4305	0,6228	0,8507	1,114	1,413
67	0,4682	0,6775	0,9256	1,212	1,537
68	0,5088	0,7365	1,006	1,318	1,671
69	0,5528	0,8002	1,093	1,432	1,817
70	0,6004	0,8694	1,188	1,556	1,974
71	0,6519	0,9441	1,290	1,690	2,145
72	0,7077	1,025	1,401	1,836	2,330
73	0,7681	1,113	1,522	1,994	2,530
74	0,8343	1,209	1,653	2,167	2,750
75	0,9058	1,313	1,796	2,354	2,987
76	0,9831	1,426	1,950	2,556	3,244
77	1,067	1,547	2,117	2,775	3,523
78	1,158	1,679	2,298	3,013	3,825
79	1,257	1,822	2,494	3,270	4,152
80	1,362	1,977	2,706	3,550	4,507
81	1,478	2,145	2,937	3,853	4,893
82	1,603	2,328	3,188	4,183	5,313

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	0,25	0,50	0,75	0,00	1,25
83	1,739	2,527	3,461	4,542	5,769
84	1,887	2,742	3,756	4,929	6,262
85	2,046	2,974	4,075	5,349	6,796
86	2,220	3,227	4,423	5,807	7,379
87	2,409	3,504	4,803	6,307	8,015
88	2,615	3,804	5,216	6,850	8,707
89	2,837	4,129	5,663	7,438	9,456
90	3,080	4,485	6,153	8,083	10,28
91	3,346	4,873	6,687	8,786	11,17
92	3,635	5,296	7,269	9,554	12,15
93	3,949	5,755	7,901	10,39	13,21
94	4,288	6,252	8,586	11,29	14,36
95	4,654	6,788	9,325	12,26	15,60
96	5,048	7,366	10,12	13,31	16,94
97	5,472	7,988	10,98	14,44	18,38
98	5,925	8,654	11,89	15,66	19,93

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50
18	$6,810 \cdot 10^{-3}$	$9,808 \cdot 10^{-3}$	0,01335	0,01744	0,02207
19	$8,650 \cdot 10^{-3}$	0,01246	0,01696	0,02215	0,02803
20	0,01075	0,01548	0,02107	0,02752	0,03483
21	0,01312	0,01890	0,02573	0,03360	0,04253
22	0,01580	0,02275	0,03097	0,04046	0,05121
23	0,01879	0,02708	0,03686	0,04814	0,06094
24	0,02215	0,03190	0,04342	0,05672	0,07179
25	0,02588	0,03728	0,05075	0,06629	0,08390
26	0,03000	0,04321	0,05882	0,07683	0,09725
27	0,03458	0,04981	0,06780	0,08858	0,1121
28	0,03967	0,05714	0,07779	0,1016	0,1286
29	0,04532	0,06528	0,08888	0,1161	0,1470
30	0,05158	0,07430	0,1012	0,1321	0,1672
31	0,05850	0,08427	0,1147	0,1499	0,1897
32	0,06614	0,09528	0,1297	0,1695	0,2145
33	0,07457	0,1074	0,1463	0,1911	0,2419
34	0,08397	0,1210	0,1647	0,2152	0,2724
35	0,09425	0,1358	0,1849	0,2415	0,3058
36	0,1055	0,1520	0,2070	0,2704	0,3424
37	0,1178	0,1698	0,2312	0,3021	0,3824
38	0,1314	0,1892	0,2577	0,3367	0,4262
39	0,1461	0,2105	0,2867	0,3746	0,4742
40	0,1622	0,2338	0,3184	0,4160	0,5266
41	0,1799	0,2592	0,3530	0,4612	0,5839
42	0,1995	0,2875	0,3915	0,5116	0,6477
43	0,2208	0,3182	0,4333	0,5662	0,7169
44	0,2437	0,3512	0,4784	0,6251	0,7919
45	0,2688	0,3874	0,5276	0,6895	0,8733
46	0,2960	0,4266	0,5811	0,7593	0,9618
47	0,3255	0,4692	0,6391	0,8352	1,058
48	0,3577	0,5156	0,7024	0,9180	1,162
49	0,3926	0,5660	0,7710	1,008	1,276
50	0,4303	0,6204	0,8452	1,105	1,399
51	0,4715	0,6798	0,9261	1,210	1,533
52	0,5163	0,7444	1,014	1,326	1,678
53	0,5651	0,8178	1,110	1,451	1,837
54	0,6182	0,8915	1,215	1,588	2,009
55	0,6759	0,9748	1,328	1,736	2,198
56	0,7388	1,065	1,452	1,898	2,404

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50
57	0,8067	1,164	1,586	2,073	2,625
58	0,8814	1,271	1,733	2,265	2,869
59	0,9621	1,388	1,891	2,473	3,132
60	1,049	1,513	2,062	2,696	3,415
61	1,143	1,649	2,248	2,939	3,722
62	1,245	1,796	2,448	3,201	4,055
63	1,355	1,956	2,666	3,486	4,416
64	1,475	2,128	2,901	3,794	4,806
65	1,604	2,316	3,157	4,128	5,230
66	1,747	2,521	3,438	4,496	5,696
67	1,901	2,744	3,741	4,893	6,070
68	2,067	2,984	4,069	5,322	6,586
69	2,247	3,244	4,424	5,787	7,332
70	2,442	3,526	4,809	6,290	7,970
71	2,653	3,831	5,225	6,835	8,661
72	2,882	4,162	5,677	7,426	9,411
73	3,130	4,521	6,167	8,068	10,22
74	3,402	4,915	6,704	8,772	11,12
75	3,696	5,340	7,286	9,532	12,08
76	4,014	5,800	7,914	10,36	13,12
77	4,359	6,300	8,596	11,25	14,06
78	4,733	6,841	9,336	12,22	15,48
79	5,139	7,428	10,14	13,27	16,82
80	5,579	8,066	11,01	14,41	18,27
81	6,057	8,758	11,96	15,65	19,84
82	6,578	9,512	12,99	17,00	21,55
83	7,142	10,33	14,10	18,46	23,41
84	7,754	11,22	15,31	20,05	25,42
85	8,416	12,18	16,63	21,87	27,61
86	9,139	13,22	18,06	23,65	29,99
87	9,928	14,37	19,62	25,70	32,59
88	10,79	15,61	21,32	27,93	35,42
89	11,72	16,96	23,17	30,35	38,49
90	12,73	18,44	25,19	33,00	41.85
91	13,84	20,05	27,40	35,89	45,53
92	15,06	21,81	29,81	39,05	49,54
93	16,37	23,72	32,42	42,48	53,90
94	17,80	25,79	35,26	46,20	58,63
95	19,34	28,03	38,32	51,23	63,73
96	21,01	30,45	41,64	54,57	69,25
97	22,80	33,05	45,20	59,24	75,19
98	24,72	35,84	49,02	64,26	81,57

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	4,00	5,00	6,00	8,00	10,00
18	0,02725	0,03924	0,05341	0,08829	0,1319
19	0,03461	0,04984	0,06784	0,1122	0,1675
20	0,04301	0,06193	0,08430	0,1394	0,2082
21	0,05251	0,07562	0,1029	0,1702	0,2542
22	0,06322	0,09105	0,1239	0,2049	0,3061
23	0,07524	0,1084	0,1475	0,2438	0,3642
24	0,08864	0,1276	0,1738	0,2873	0,4291
25	0,1036	0,1492	0,2031	0,3357	0,5016
26	0,1201	0,1729	0,2354	0,3892	0,5814
27	0,1384	0,1994	0,2714	0,4486	0,6702
28	0,1588	0,2287	0,3114	0,5148	0,7690
29	0,1814	0,2613	0,3557	0,5881	0,8786
30	0,2065	0,2974	0,4049	0,6694	1,000
31	0,2342	0,3374	0,4592	0,7593	1,134

Таблица 3 (продолжение)

Z	E_0				
	4,00	5,00	6,00	8,00	10,00
32	0,2648	0,3815	0,5193	0,8586	1,283
33	0,2986	0,4301	0,5855	0,9681	1,446
34	0,3363	0,4844	0,6594	1,090	1,629
35	0,3775	0,5438	0,7403	1,224	1,829
36	0,4227	0,6089	0,8289	1,371	2,048
37	0,4722	0,6801	0,9259	1,531	2,287
38	0,5263	0,7581	1,032	1,707	2,550
39	0,5981	0,8846	1,148	1,899	2,837
40	0,6503	0,9367	1,275	2,109	3,151
41	0,7210	1,039	1,414	2,338	3,494
42	0,7998	1,152	1,569	2,594	3,876
43	0,8852	1,275	1,736	2,871	4,290
44	0,9774	1,408	1,9170	3,170	4,737
45	1,078	1,553	2,115	3,497	5,225
46	1,187	1,711	2,329	3,852	5,755
47	1,306	1,882	2,562	4,237	6,332
48	1,435	2,068	2,816	4,657	6,959
49	1,576	2,270	3,091	5,113	7,640
50	1,727	2,489	3,389	5,605	8,377
51	1,893	2,728	3,714	6,143	9,181
52	2,073	2,987	4,068	6,729	10,06
53	2,269	3,270	4,453	7,366	11,01
54	2,483	3,579	4,873	8,061	12,05
55	2,716	3,914	5,330	8,817	13,18
56	2,969	4,279	5,827	9,640	14,41
57	3,243	4,673	6,365	10,53	15,74
58	3,544	5,107	6,956	11,51	17,20
59	3,869	5,576	7,595	12,57	18,78
60	4,213	6,081	8,282	13,70	20,48
61	4,598	6,628	9,028	14,94	22,33
62	5,010	7,221	9,836	16,28	24,33
63	5,455	7,864	10,71	17,72	26,50
64	5,938	8,560	11,66	19,30	28,84
65	6,462	9,315	12,69	21,00	31,39
66	7,037	10,15	13,82	22,87	34,19
67	7,659	11,04	15,04	24,90	37,22
68	8,332	12,01	16,37	27,09	40,50
69	9,059	13,06	17,80	29,46	44,04
70	9,848	14,20	19,35	32,02	47,88
71	10,70	15,43	21,03	34,81	52,04
72	11,63	16,77	22,85	37,83	56,56
73	12,64	18,22	24,83	41,11	61,46
74	13,74	19,82	27,00	44,70	66,84
75	14,93	21,54	29,35	48,59	72,66
76	16,22	23,40	31,89	52,80	78,95
77	17,62	25,42	34,64	57,37	85,78
78	19,14	27,61	37,63	62,32	93,19
79	20,79	29,99	40,88	67,70	101,2
80	22,58	32,58	44,40	73,54	110,0
81	24,52	35,39	48,24	79,89	119,5
82	26,64	38,45	52,41	86,80	129,8
83	28,94	41,77	56,94	94,31	141,1
84	31,43	45,37	61,85	102,4	153,2
85	34,14	49,27	67,17	111,3	166,5
86	37,08	53,53	72,98	120,9	180,9
87	40,30	58,18	79,32	131,4	196,6
88	43,80	63,24	86,23	142,9	213,8
89	47,60	68,73	93,72	155,3	232,4
90	51,76	74,74	101,9	168,9	252,8
91	56,31	81,32	110,9	183,8	275,0
92	61,28	88,50	120,7	200,1	299,4
93	66,67	96,29	131,3	217,7	325,8
94	72,53	104,8	142,9	236,9	354,5
95	78,85	113,9	155,4	257,6	385,6
96	85,68	123,8	168,9	280,0	419,1
97	93,03	134,4	183,4	304,1	455,2
98	100,9	145,8	199,0	330,0	494,0

Таблица 4

Значения функции $\frac{\pi}{2} G^2_{L_{I}}$

Z	$\frac{\pi}{2} G^2_{L_I}$	Z	$\frac{\pi}{2} G^2_{L_I}$	Z	$\frac{\pi}{2} G^2_{L_I}$	Z	$\frac{\pi}{2} G^2_{L_I}$
18	$1{,}090 \cdot 10^{-3}$	39	0,02346	60	0,1697	81	0,9929
19	$1{,}385 \cdot 10^{-3}$	40	0,02606	61	0,1850	82	1,079
20	$1{,}721 \cdot 10^{-3}$	41	0,02890	62	0,2016	83	1,173
21	$2{,}101 \cdot 10^{-3}$	42	0,03206	63	0,2196	84	1,274
22	$2{,}530 \cdot 10^{-3}$	43	0,03548	64	0,2391	85	1,384
23	$3{,}010 \cdot 10^{-3}$	44	0,03919	65	0,2602	86	1,504
24	$3{,}548 \cdot 10^{-3}$	45	0,04324	66	0,2835	87	1,636
25	$4{,}146 \cdot 10^{-3}$	46	0,04763	67	0,3086	88	1,779
26	$4{,}807 \cdot 10^{-3}$	47	0,05240	68	0,3358	89	1,934
27	$5{,}541 \cdot 10^{-3}$	48	0,05759	69	0,3653	90	2,104
28	$6{,}358 \cdot 10^{-3}$	49	0,06323	70	0,3972	91	2,290
29	$7{,}264 \cdot 10^{-3}$	50	0,06934	71	0,4318	92	2,493
30	$8{,}268 \cdot 10^{-3}$	51	0,07600	72	0,4693	93	2,714
31	$9{,}379 \cdot 10^{-3}$	52	0,08325	73	0,5101	94	2,954
32	0,01061	53	0,09115	74	0,5548	95	3,214
33	0,01196	54	0,09976	75	0,6032	96	3,494
34	0,01347	55	0,1091	76	0,6555	97	3,796
35	0,01512	56	0,1193	77	0,7124	98	4,121
36	0,01694	57	0,1304	78	0,7740		
37	0,01892	58	0,1425	79	0,8410		
38	0,02109	59	0,1556	80	0,9138		

Таблица 5

Значения функции $\frac{\pi}{2} F^2_{L_{II}}$

Z	$\frac{\pi}{2} F^2_{L_{II}}$	Z	$\frac{\pi}{2} F^2_{L_{II}}$	Z	$\frac{\pi}{2} F^2_{L_{II}}$	Z	$\frac{\pi}{2} F^2_{L_{II}}$
18	$3{,}463 \cdot 10^{-6}$	39	$3{,}220 \cdot 10^{-4}$	60	$6{,}251 \cdot 10^{-3}$	81	0,07778
19	$4{,}562 \cdot 10^{-6}$	40	$3{,}776 \cdot 10^{-4}$	61	$7{,}104 \cdot 10^{-3}$	82	0,08739
20	$5{,}948 \cdot 10^{-6}$	41	$4{,}416 \cdot 10^{-4}$	62	$8{,}079 \cdot 10^{-3}$	83	0,09813
21	$7{,}697 \cdot 10^{-6}$	42	$5{,}151 \cdot 10^{-4}$	63	$9{,}162 \cdot 10^{-3}$	84	0,1102
22	$9{,}928 \cdot 10^{-6}$	43	$6{,}001 \cdot 10^{-4}$	64	0,01037	85	0,1238
23	$1{,}267 \cdot 10^{-5}$	44	$6{,}981 \cdot 10^{-4}$	65	0,01165	86	0,1391
24	$1{,}612 \cdot 10^{-5}$	45	$8{,}110 \cdot 10^{-4}$	66	0,01329	87	0,1562
25	$2{,}042 \cdot 10^{-5}$	46	$9{,}406 \cdot 10^{-4}$	67	0,01504	88	0,1754
26	$2{,}604 \cdot 10^{-5}$	47	$1{,}090 \cdot 10^{-3}$	68	0,01696	89	0,1978
27	$3{,}279 \cdot 10^{-5}$	48	$1{,}260 \cdot 10^{-3}$	69	0,01909	90	0,2222
28	$4{,}087 \cdot 10^{-5}$	49	$1{,}454 \cdot 10^{-3}$	70	0,02148	91	0,2492
29	$5{,}055 \cdot 10^{-5}$	50	$1{,}694 \cdot 10^{-3}$	71	0,02414	92	0,2795
30	$6{,}212 \cdot 10^{-5}$	51	$1{,}956 \cdot 10^{-3}$	72	0,02712	93	0,3136
31	$7{,}585 \cdot 10^{-5}$	52	$2{,}243 \cdot 10^{-3}$	73	0,03047	94	0,3525
32	$9{,}217 \cdot 10^{-5}$	53	$2{,}562 \cdot 10^{-3}$	74	0,03426	95	0,3971
33	$1{,}115 \cdot 10^{-4}$	54	$2{,}914 \cdot 10^{-3}$	75	0,03851	96	0,4488
34	$1{,}358 \cdot 10^{-4}$	55	$3{,}311 \cdot 10^{-3}$	76	0,04327	97	0,5083
35	$1{,}636 \cdot 10^{-4}$	56	$3{,}758 \cdot 10^{-3}$	77	0,04864	98	0,5776
36	$1{,}954 \cdot 10^{-4}$	57	$4{,}264 \cdot 10^{-3}$	78	0,05473		
37	$2{,}319 \cdot 10^{-4}$	58	$4{,}841 \cdot 10^{-3}$	79	0,06108		
38	$2{,}738 \cdot 10^{-4}$	59	$5{,}500 \cdot 10^{-3}$	80	0,06921		

величину $(E_0 + E_{L_{II}})^2$ дает значение функции $f_{L_{II}}(E_0, Z)$. Для L_{II}-захвата также имеет большое значение правильный метод учета экранирования: в сравнении с работой Слетэра поправки возрастают на 30—40%.

Следует иметь в виду, что функции f_{L_I} и $f_{L_{II}}$ могут использоваться для определения произведения ft лишь в том случае, если известно пар-

циальное время жизни ядра по отношению к $L_{\rm I}$- и $L_{\rm II}$-захватам, соответственно. Если же известен лишь полный период полураспада T, то приведенное время жизни ядра следует определять по формуле

$$(f_+ + f_K + f_{L_{\rm I}} + f_{L_{\rm II}})\,T.$$

В табл. 6 приведены значения отношения $\dfrac{F^2_{L_{\rm II}}}{G^2_{L_{\rm I}}}$, совпадающего с отношением вероятностей захвата $L_{\rm II}$- и $L_{\rm I}$-электронов, если не учитывать разницы их энергий. В тех случаях, когда необходима высокая точность, для определения отношения $L_{\rm II}/L_{\rm I}$ значения табл. 6 следует умножить на величину $\left(\dfrac{E_0 + E_{L_{\rm II}}}{E_0 + E_{L_{\rm I}}}\right)^2$.

Для наглядного представления отношение $L_{\rm II}/L_{\rm I}$, полученное в данной работе, представлено на рис. 2 (сплошная кривая). Как можно видеть, $L_{\rm I}$-захват преобладает. До $Z = 70$ $L_{\rm II}$-электроны захватываются в количестве менее 5%, при $Z = 95$ $L_{\rm II}$-захват составляет 12% от $L_{\rm I}$-захвата. Пунктиром на рис. 2 представлена величина $^3/_{16}\ \alpha^2 Z^2_{\text{эфф}}$ ($Z_{\text{эфф}} = Z - 4{,}15$), которая обычно использовалась для вычисления отношения $L_{\rm II}/L_{\rm I}$.

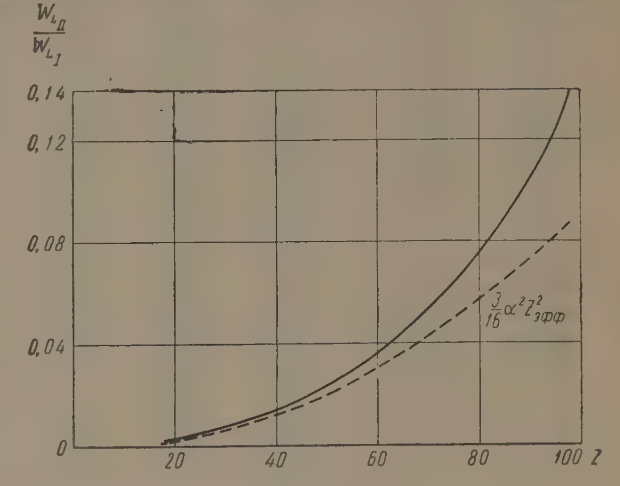


Рис. 2. Отношение вероятностей захвата $L_{\rm II}$- и $L_{\rm I}$-электронов

Таблица 6

Значения отношения $B = \dfrac{F^2_{L_{\rm II}}}{G^2_{L_{\rm I}}}$

Z	B	Z	B	Z	B	Z	B
18	$2{,}350\cdot10^{-3}$	39	0,01372	60	0,03683	81	0,07834
19	$2{,}672\cdot10^{-3}$	40	0,01449	61	0,03839	82	0,08098
20	$3{,}001\cdot10^{-3}$	41	0,01528	62	0,04007	83	0,08368
21	$3{,}304\cdot10^{-3}$	42	0,01607	63	0,04172	84	0,08646
22	$3{,}715\cdot10^{-3}$	43	0,01691	64	0,04338	85	0,08944
23	$4{,}087\cdot10^{-3}$	44	0,01781	65	0,04478	86	0,09239
24	$4{,}492\cdot10^{-3}$	45	0,01876	66	0,04689	87	0,09547
25	$4{,}924\cdot10^{-3}$	46	0,01975	67	0,04872	88	0,09858
26	$5{,}417\cdot10^{-3}$	47	0,02079	68	0,05050	89	0,1023
27	$5{,}917\cdot10^{-3}$	48	0,02187	69	0,05227	90	0,1056
28	$6{,}428\cdot10^{-3}$	49	0,02299	70	0,05376	91	0,1088
29	$6{,}959\cdot10^{-3}$	50	0,02413	71	0,05591	92	0,1121
30	$7{,}513\cdot10^{-3}$	51	0,02523	72	0,05780	93	0,1155
31	$8{,}088\cdot10^{-3}$	52	0,02644	73	0,05974	94	0,1193
32	$8{,}690\cdot10^{-3}$	53	0,02760	74	0,06186	95	0,1236
33	$9{,}322\cdot10^{-3}$	54	0,02882	75	0,06405	96	0,1284
34	0,01008	55	0,03034	76	0,06628	97	0,1339
35	0,01082	56	0,03150	77	0,06856	98	0,1402
36	0,01154	57	0,03270	78	0,07091		
37	0,01225	58	0,03397	79	0,07331		
38	0,01298	59	0,03536	80	0,07574		

Таблица 7

Значения отношения $D = \frac{G_{L_I}^2}{G_K^2}$

Z	D	Z	D	Z	D	Z	D
18	0,0806	39	0,1076	60	0,1279	81	0,1542
19	0,0828	40	0,1085	61	0,1290	82	0,1557
20	0,0848	41	0,1095	62	0,1300	83	0,1570
21	0,0867	42	0,1104	63	0,1311	84	0,1588
22	0,0885	43	0,1114	64	0,1322	85	0,1603
23	0,0902	44	0,1123	65	0,1333	86	0,1619
24	0,0916	45	0,1132	66	0,1345	87	0,1636
25	0,0930	46	0,1142	67	0,1356	88	0,1653
26	0,09423	47	0,1151	68	0,1369	89	0,1670
27	0,09538	48	0,1160	69	0,1380	90	0,1688
28	0,09651	49	0,1170	70	0,1392	91	0,1707
29	0,09762	50	0,1179	71	0,1405	92	0,1726
30	0,09869	51	0,1188	72	0,1418	93	0,1745
31	0,09975	52	0,1198	73	0,1430	94	0,1764
32	0,1008	53	0,1208	74	0,1446	95	0,1782
33	0,1018	54	0,1216	75	0,1460	96	0,1799
34	0,1028	55	0,1227	76	0,1475	97	0,1815
35	0,1038	56	0,1237	77	0,1489	98	0,1829
36	0,1047	57	0,1248	78	0,1502		
37	0,1057	58	0,1258	79	0,1516		
38	0,1066	59	0,1268	80	0,1529		

На практике большой интерес представляет отношение L_I/K, изображенное на рис. 3 для трех элементов. Для K-электронов при расчетах использовались результаты работы [1]. При больших энергиях перехода отношение L_I/K имеет величину от 0,08 ($Z = 18$) до 0,18 ($Z = 98$). При малых энергиях отношение увеличивается, может стать больше единицы и обратиться в ∞, когда энергетически возможен только L_I-захват.

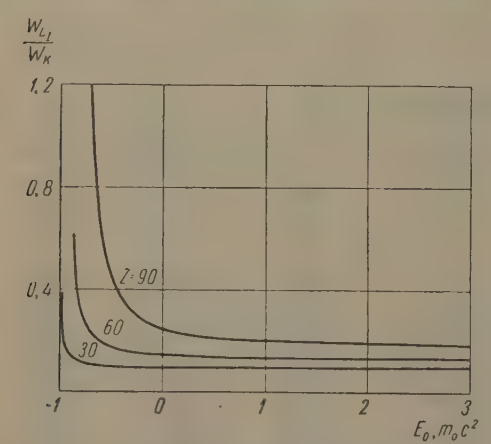


Рис. 3. Отношение вероятностей захвата L_I- и K-электронов

Не имея возможности поместить значения L_I/K в зависимости от энергии перехода для всех Z, мы приводим в табл. 7 величину отношения $\frac{G_{L_I}^2}{G_K^2}$. Для определения L_I/K значения табл. 7 следует умножить на величину $\frac{(E_0 + E_{L_I})^2}{(E_0 + E_K)^2}$ — квадрат отношения энергий нейтрино, испущенных при L_I- и K-захватах, соответственно.

В 1949 г. величины, сходные с результатами табл. 7, были приведены в работе Роуза и Джексона [9] на основе использования функций Хартри [5] для легких элементов и функций Рейтца [4] для средних и тяжелых. Наши результаты отличаются от кривой Роуза и Джексона введением поправок на конечные размеры ядра для L_I-и K-электронов. Численные значения L_I/K данной работы лежат несколько выше, но нигде не расходятся больше, чем на 0,5%.

Таблица 8

Значения функций L_0, M_0 и N_0 для L_I-захвата

Z	L_0	M_0	N_0	Z	L_0	M_0	N_0
18	$6,940\cdot10^{-4}$	0,02055	$-3,777\cdot10^{-3}$	59	0,09904	11,62	—1,073
19	$8,816\cdot10^{-4}$	0,02623	$-4,80\cdot10^{-3}$	60	0,1080	13,00	—1,185
20	$1,096\cdot10^{-3}$	0,03331	$-6,040\cdot10^{-3}$	61	0,1178	14,52	—1,308
21	$1,338\cdot10^{-3}$	0,04206	$-7,501\cdot10^{-3}$	62	0,1284	16,18	—1,441
22	$1,611\cdot10^{-3}$	0,05281	$-9,222\cdot10^{-3}$	63	0,1398	18,02	—1,587
23	$1,916\cdot10^{-3}$	0,06591	—0,01124	64	0,1522	20,03	—1,746
24	$2,258\cdot10^{-3}$	0,08174	—0,01359	65	0,1657	22,14	—1,915
25	$2,640\cdot10^{-3}$	0,1008	—0,01631	66	0,1805	24,78	—2,115
26	$3,060\cdot10^{-3}$	0,1245	—0,01952	67	0,1965	27,54	—2,326
27	$3,527\cdot10^{-3}$	0,1522	—0,02317	68	0,2138	30,57	—2,556
28	$4,048\cdot10^{-3}$	0,1841	—0,02729	69	0,2325	33,89	—2,807
29	$4,624\cdot10^{-3}$	0,2209	—0,03196	70	0,2528	37,55	—3,081
30	$5,264\cdot10^{-3}$	0,2634	—0,03723	71	0,2749	41,58	—3,381
31	$5,971\cdot10^{-3}$	0,3121	—0,04318	72	0,2988	46,02	—3,708
32	$6,752\cdot10^{-3}$	0,3678	—0,04984	73	0,3247	50,93	—4,062
33	$7,614\cdot10^{-3}$	0,4316	—0,05733	74	0,3532	56,42	—4,464
34	$8,575\cdot10^{-3}$	0,5055	—0,06584	75	0,3840	62,45	—4,897
35	$9,628\cdot10^{-3}$	0,5886	—0,07528	76	0,4173	69,08	—5,369
36	0,01078	0,6821	—0,08575	77	0,4535	76,40	—5,886
37	0,01204	0,7872	—0,09737	78	0,4928	84,56	—6,455
38	0,01343	0,9056	—0,1103	79	0,5354	93,51	—7,076
39	0,01494	1,039	—0,1246	80	0,5817	103,4	—7,755
40	0,01659	1,189	—0,1404	81	0,6321	114,3	—8,499
41	0,01840	1,358	—0,1581	82	0,6870	126,2	—9,310
42	0,02041	1,557	—0,1783	83	0,7466	139,3	—10,20
43	0,02259	1,778	—0,2004	84	0,8112	153,8	—11,17
44	0,02495	2,022	—0,2246	85	0,8813	169,9	—12,24
45	0,02753	2,293	—0,2512	86	0,9578	187,7	—13,41
46	0,03032	2,595	—0,2805	87	1,041	207,4	—14,70
47	0,03336	2,931	—0,3127	88	1,132	229,3	—16,11
48	0,03666	3,304	—0,3480	89	1,231	253,3	—17,66
49	0,04026	3,719	—0,3869	90	1,340	280,1	—19,37
50	0,04414	4,169	—0,4290	91	1,458	309,7	—21,25
51	0,04838	4,672	—0,4755	92	1,587	342,6	—23,32
52	0,05300	5,234	—0,5267	93	1,728	378,8	—25,58
53	0,05803	5,864	—0,5833	94	1,881	418,6	—28,06
54	0,06351	6,568	—0,6458	95	2,046	462,3	—30,75
55	0,06947	7,357	—0,7149	96	2,224	510,6	—33,70
56	0,07596	8,240	—0,7911	97	2,416	563,1	—36,87
57	0,08301	9,228	—0,8752	98	2,623	620,6	—40,35
58	0,09071	10,36	—0,9696				

$P_0 = L_0$; $Q_0 = -M_0$; $R_0 = N_0$; $L_1 = P_1 = 0$

На рис. 4 представлено отношение $\frac{G_{L_I}^2}{G_K^2}$ плотностей L_I- и K-электронов на границе ядра. Построение отношения при $Z > 25$ основано на значениях табл. 1, при $Z = 18$ кривая сомкнута с функциями самосогласованного поля.

Для вычисления отношения $\frac{L_I + L_{II}}{K}$ следует использовать формулу

$$\frac{W_{L_I} + W_{L_{II}}}{W_K} = \frac{f_{L_I} + f_{L_{II}}}{f_K}. \tag{6}$$

Численные значения отношения нетрудно получить, пользуясь данными табл. 3 (или 4) и 5 данной работы и табл. 2 (или 3) работы [1].

3. Запрещенный L-захват

Вероятность запрещенного L-захвата может быть определена по тем же формулам, что и вероятность запрещенного β-распада, если использовать для L-захвата следующие коэффициенты, выражающиеся через

Таблица 9

Значения функций L_0, M_0 и N_0 для L_{II}-захвата

Z	L_0	M_0	N_0	Z	L_0	M_0	N_0
18	$2,205\cdot10^{-6}$	$6,306\cdot10^{-5}$	$-1,179\cdot10^{-5}$	59	$3,501\cdot10^{-3}$	0,4638	—0,04030
19	$2,904\cdot10^{-6}$	$9,733\cdot10^{-5}$	$-1,681\cdot10^{-5}$	60	$3,980\cdot10^{-3}$	0,5401	—0,04636
20	$3,786\cdot10^{-6}$	$1,397\cdot10^{-4}$	$-2,300\cdot10^{-5}$	61	$4,522\cdot10^{-3}$	0,6280	—0,05329
21	$4,900\cdot10^{-6}$	$1,926\cdot10^{-4}$	$-3,072\cdot10^{-5}$	62	$5,144\cdot10^{-3}$	0,7305	—0,06130
22	$6,320\cdot10^{-6}$	$2,601\cdot10^{-4}$	$-4,055\cdot10^{-5}$	63	$5,833\cdot10^{-3}$	0,8459	—0,07024
23	$8,063\cdot10^{-6}$	$3,473\cdot10^{-4}$	$-5,292\cdot10^{-5}$	64	$6,603\cdot10^{-3}$	0,9762	—0,08028
24	$1,026\cdot10^{-5}$	$4,609\cdot10^{-4}$	$-6,877\cdot10^{-5}$	65	$7,418\cdot10^{-3}$	1,111	—0,09080
25	$1,300\cdot10^{-5}$	$6,094\cdot10^{-4}$	$-8,899\cdot10^{-5}$	66	$8,463\cdot10^{-3}$	1,307	—0,1052
26	$1,658\cdot10^{-5}$	$8,537\cdot10^{-4}$	$-1,190\cdot10^{-4}$	67	$9,573\cdot10^{-3}$	1,509	—0,1202
27	$2,087\cdot10^{-5}$	$1,145\cdot10^{-3}$	$-1,546\cdot10^{-4}$	68	0,01080	1,735	—0,1369
28	$2,602\cdot10^{-5}$	$1,493\cdot10^{-3}$	$-1,971\cdot10^{-4}$	69	0,01216	1,988	—0,1554
29	$3,218\cdot10^{-5}$	$1,916\cdot10^{-3}$	$-2,483\cdot10^{-4}$	70	0,01368	2,274	—0,1763
30	$3,955\cdot10^{-5}$	$2,431\cdot10^{-3}$	$-3,101\cdot10^{-4}$	71	0,01537	2,597	—0,1998
31	$4,829\cdot10^{-5}$	$3,058\cdot10^{-3}$	$-3,843\cdot10^{-4}$	72	0,01727	2,965	—0,2263
32	$5,868\cdot10^{-5}$	$3,827\cdot10^{-3}$	$-4,739\cdot10^{-4}$	73	0,01940	3,384	—0,2562
33	$7,098\cdot10^{-5}$	$4,772\cdot10^{-3}$	$-5,820\cdot10^{-4}$	74	0,02181	3,875	—0,2907
34	$8,647\cdot10^{-5}$	$6,149\cdot10^{-3}$	$-7,291\cdot10^{-4}$	75	0,02452	4,431	—0,3296
35	$1,041\cdot10^{-4}$	$7,710\cdot10^{-3}$	$-8,961\cdot10^{-4}$	76	0,02755	5,063	—0,3735
36	$1,244\cdot10^{-4}$	$9,497\cdot10^{-3}$	$-1,087\cdot10^{-3}$	77	0,03096	5,785	—0,4232
37	$1,476\cdot10^{-4}$	0,01156	$-1,306\cdot10^{-3}$	78	0,03484	6,623	—0,4804
38	$1,743\cdot10^{-4}$	0,01397	$-1,560\cdot10^{-3}$	79	0,03888	7,460	—0,5386
39	$2,050\cdot10^{-4}$	0,01680	$-1,856\cdot10^{-3}$	80	0,04406	8,661	—0,6178
40	$2,404\cdot10^{-4}$	0,02015	$-2,201\cdot10^{-3}$	81	0,04952	9,892	—0,6999
41	$2,812\cdot10^{-4}$	0,02412	$-2,604\cdot10^{-3}$	82	0,05564	11,29	—0,7925
42	$3,279\cdot10^{-4}$	0,02913	$-3,090\cdot10^{-3}$	83	0,06247	12,87	—0,8966
43	$3,820\cdot10^{-4}$	0,03496	$-3,655\cdot10^{-3}$	84	0,07014	14,67	—1,014
44	$4,444\cdot10^{-4}$	0,04179	$-4,309\cdot10^{-3}$	85	0,07883	16,76	—1,149
45	$5,163\cdot10^{-4}$	0,04978	$-5,069\cdot10^{-3}$	86	0,08854	19,12	—1,301
46	$5,988\cdot10^{-4}$	0,05914	$-5,951\cdot10^{-3}$	87	0,09942	21,80	—1,472
47	$6,936\cdot10^{-4}$	0,07011	$-6,974\cdot10^{-3}$	88	0,1116	24,86	—1,666
48	$8,020\cdot10^{-4}$	0,08294	$-8,156\cdot10^{-3}$	89	0,1259	28,49	—1,894
49	$9,256\cdot10^{-4}$	0,09794	$-9,521\cdot10^{-3}$	90	0,1415	32,50	—2,144
50	$1,078\cdot10^{-3}$	0,1172	—0,01124	91	0,1587	37,00	—2,423
51	$1,245\cdot10^{-3}$	0,1385	—0,01313	92	0,1779	42,12	—2,738
52	$1,428\cdot10^{-3}$	0,1622	—0,01522	93	0,1996	47,97	—3,095
53	$1,630\cdot10^{-3}$	0,1888	—0,01754	94	0,2244	54,74	—3,505
54	$1,855\cdot10^{-3}$	0,2193	—0,02017	95	0,2528	62,56	—3,977
55	$2,108\cdot10^{-3}$	0,2542	—0,02315	96	0,2857	71,78	—4,528
56	$2,392\cdot10^{-3}$	0,2947	—0,02655	97	0,3236	82,51	—5,167
57	$2,714\cdot10^{-3}$	0,3418	—0,03046	98	0,3677	95,09	—5,913
58	$3,082\cdot10^{-3}$	0,3983	—0,03503				

$P_0 = -L_0;\ Q_0 = M_0;\ R_0 = -N_0;$
$L_1 = P_1 = 0$

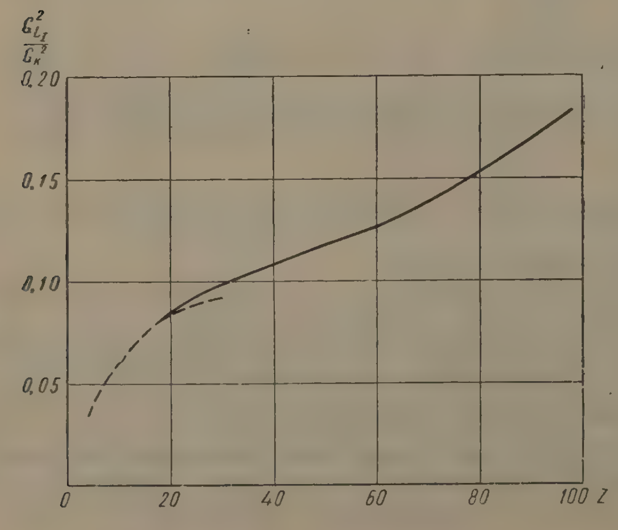


Рис. 4. Отношение плотностей L_I- и K-электронов на границе ядра. Сплошная линия — результаты данной работы, пунктир — функции самосогласованного поля

Таблица 10

Значения функции L_{I} для L_{III}-захвата

Z	L_{I}	Z	L_{I}	Z	L_{I}	Z	L_{I}
18	$9{,}155\cdot10^{-7}$	39	$6{,}834\cdot10^{-5}$	60	$9{,}194\cdot10^{-4}$	81	$6{,}806\cdot10^{-3}$
19	$1{,}157\cdot10^{-6}$	40	$7{,}872\cdot10^{-5}$	61	$1{,}023\cdot10^{-3}$	82	$7{,}424\cdot10^{-3}$
20	$1{,}480\cdot10^{-6}$	41	$9{,}057\cdot10^{-5}$	62	$1{,}138\cdot10^{-3}$	83	$7{,}806\cdot10^{-3}$
21	$1{,}901\cdot10^{-6}$	42	$1{,}039\cdot10^{-4}$	63	$1{,}263\cdot10^{-3}$	84	$8{,}814\cdot10^{-3}$
22	$2{,}444\cdot10^{-6}$	43	$1{,}193\cdot10^{-4}$	64	$1{,}400\cdot10^{-3}$	85	$9{,}602\cdot10^{-3}$
23	$3{,}131\cdot10^{-6}$	44	$1{,}367\cdot10^{-4}$	65	$1{,}539\cdot10^{-3}$	86	$1{,}045\cdot10^{-2}$
24	$4{,}991\cdot10^{-6}$	45	$1{,}566\cdot10^{-4}$	66	$1{,}710\cdot10^{-3}$	87	$1{,}137\cdot10^{-2}$
25	$5{,}054\cdot10^{-6}$	46	$1{,}789\cdot10^{-4}$	67	$1{,}886\cdot10^{-3}$	88	$1{,}236\cdot10^{-2}$
26	$7{,}074\cdot10^{-6}$	47	$2{,}041\cdot10^{-4}$	68	$2{,}078\cdot10^{-3}$	89	$1{,}342\cdot10^{-2}$
27	$9{,}096\cdot10^{-6}$	48	$2{,}323\cdot10^{-4}$	69	$2{,}286\cdot10^{-3}$	90	$1{,}458\cdot10^{-2}$
28	$1{,}148\cdot10^{-5}$	49	$2{,}638\cdot10^{-4}$	70	$2{,}513\cdot10^{-3}$	91	$1{,}583\cdot10^{-2}$
29	$1{,}413\cdot10^{-5}$	50	$3{,}014\cdot10^{-4}$	71	$2{,}759\cdot10^{-3}$	92	$1{,}719\cdot10^{-2}$
30	$1{,}710\cdot10^{-5}$	51	$3{,}415\cdot10^{-4}$	72	$3{,}027\cdot10^{-3}$	93	$1{,}865\cdot10^{-2}$
31	$2{,}040\cdot10^{-5}$	52	$3{,}847\cdot10^{-4}$	73	$3{,}319\cdot10^{-3}$	94	$2{,}024\cdot10^{-2}$
32	$2{,}412\cdot10^{-5}$	53	$4{,}314\cdot10^{-4}$	74	$3{,}632\cdot10^{-3}$	95	$2{,}194\cdot10^{-2}$
33	$2{,}833\cdot10^{-5}$	54	$4{,}824\cdot10^{-4}$	75	$3{,}974\cdot10^{-3}$	96	$2{,}380\cdot10^{-2}$
34	$3{,}299\cdot10^{-5}$	55	$5{,}380\cdot10^{-4}$	76	$4{,}347\cdot10^{-3}$	97	$2{,}578\cdot10^{-2}$
35	$3{,}831\cdot10^{-5}$	56	$5{,}992\cdot10^{-4}$	77	$4{,}758\cdot10^{-3}$	98	$2{,}835\cdot10^{-2}$
36	$4{,}438\cdot10^{-5}$	57	$6{,}669\cdot10^{-4}$	78	$5{,}210\cdot10^{-3}$	$P_{\mathrm{I}} = L_{\mathrm{I}}$;	
37	$5{,}132\cdot10^{-5}$	58	$7{,}419\cdot10^{-4}$	79	$5{,}657\cdot10^{-3}$	$L_0=M_0=N_0=P_0=$	
38	$5{,}925\cdot10^{-5}$	59	$8{,}258\cdot10^{-4}$	80	$6{,}232\cdot10^{-3}$	$=Q_0=R_0=0$	

волновые функции L-электронов:

L_{I}-подоболочка —

$$L_0 = G^2_{L_{\mathrm{I}}};\quad M_0 = R^{-2}F^2_{L_{\mathrm{I}}};\quad N_0 = R^{-1}G_{L_{\mathrm{I}}}F_{L_{\mathrm{I}}}$$

$$P_0 = L_0;\quad Q_0 = -M_0;\quad R_0 = N_0;\quad L_1 = P_1 = 0;$$

L_{II}-подоболочка —

$$L_0 = F^2_{L_{\mathrm{II}}},\quad M_0 = R^{-2}G^2_{L_{\mathrm{II}}};\quad N_0 = -R^{-1}G_{L_{\mathrm{II}}}F_{L_{\mathrm{II}}};$$

$$P_0 = -L_0;\quad Q_0 = M_0;\quad R_0 = -N_0;\quad L_1 = P_0 = 0;$$

L_{III}-подоболочка —

$$L_{\mathrm{I}} = R^{-2}G^2_{L_{\mathrm{III}}},\quad P_{\mathrm{I}} = L_{\mathrm{I}};$$

$$L_0 = P_0 = M_0 = Q_0 = N_0 = R_1 = 0.$$

Исходя из данных табл. 1 и 2, мы протабулировали значения этих коэффициентов (табл. 8—10). Знание их позволяет проводить анализ запрещенных переходов ядер путем L-захвата, что вместе с анализом данных ветви позитронного распада и K-захвата дает возможность получать ряд существенных сведений об изменении состояния ядра при β-переходе.

Ленинградский гос. университет
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Банд И., Зырянова Л., Цин Чен-жуй, Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 1387 (1956).
2. Metropolis M., Reitz J., J. Chem. Phys., 19, 55 (1951).
3. Thomas L., J. Chem. Phys., 22, 1759 (1954).
4. Reitz J., Phys. Rev., 77, 10 (1950).
5. Hartree D., Reports on Progress in Physics, XI (1948).
6. Marshak R., Phys. Rev., 61, 431 (1942).
7. Wang M., Science Record, 5, 77 (1952).
8. Slater J., Phys. Rev., 36, 51 (1930).
9. Rose M., Jackson J., Phys. Rev., 76, 1540 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. С. БАСИНА, К. А. БАСКОВА, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ
и М. А. ДОЛГОБОРОДОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ γ-КВАНТОВ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ В ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ И ГЕЛИИ

Введение

На основании опубликованных данных не удается полностью выяснить механизм аннигиляции позитронов в конденсированных средах. Установлено, что механизмы аннигиляции в металлах и в аморфных телах отличаются, по крайней мере, частично.

В металлах процесс аннигиляции позитронов идет в основном на свободных электронах; число позитронов убывает со временем экспоненциально, причем для всех металлов среднее время жизни оказывается равным $1{,}5 \cdot 10^{-10}$ сек.

В аморфных же веществах в кривых спадания обнаруживаются две компоненты, соответствующие различным механизмам аннигиляции с периодами спадания $\sim 10^{-10}$ и $\sim 10^{-9}$ сек, несколько отличающимися для разных веществ. Происхождение этих компонент пытаются объяснить, исходя из предположения, что в аморфных телах образуется позитроний.

В этом случае «долгоживущая» компонента связана с двухквантовой аннигиляцией ортопозитрония в результате так называемого процесса «срыва» (pickoff) [4], заключающегося в возможности для позитрона проаннигилировать со связанным электроном с подходящей ориентацией спина.

Быстрый процесс ($T \sim 10^{-10}$ сек), имеющий среднее время жизни, близкое по порядку величины к времени жизни в металлах, происходит в результате аннигиляции позитронов на атомах и ионах и частично обусловливается аннигиляцией парапозитрония.

Измерения Пейджа с сотрудниками [1, 2] и Стюарта [3] показали, что угловые распределения двух аннигиляционных γ-квантов относительно друг друга оказываются различными при аннигиляции позитронов в аморфных веществах и в металлах.

В металлах угловые распределения двухквантовой аннигиляции имеют вид параболических кривых с полушириной $\sim 1°$. В аморфных веществах в угловых распределениях проявляется более узкий максимум и сравнительно широкое основание. Появление узкого максимума принято связывать с образованием позитрония в парасостоянии, так как при аннигиляции замедлившегося парапозитрония кванты разлетаются под углом, близким к 180°.

Аннигиляция свободных позитронов на связанных электронах будет уширять кривую углового распределения.

Бо́льшая ширина угловых распределений объясняется наличием скоростей у атомных электронов, принимающих участие в аннигиляции (позитроны успевают замедлиться до аннигиляции). Возможность двухквантовой аннигиляции возникшего в аморфных веществах ортопозитрония будет приводить также к расширению основания угловой кривой.

Для выявления механизма аннигиляции позитронов в аморфных веществах было бы желательно провести совокупные измерения времени жизни и кривой углового распределения и определить отношение вероятностей трехквантовой аннигиляции к двухквантовой. Такие опыты были бы особенно ценны, если бы структура изучаемого вещества была достаточно простой для того, чтобы можно было проводить хотя бы приблизительные расчеты поведения позитронов в этом веществе. По-видимому, газообразные гелий и молекулярный водород были бы наилучшими веществами для такого исследования.

Чжан Ли [5] произвел ряд расчетов для этих систем. Однако малая плотность веществ создаст для экспериментаторов большие трудности, поэтому опыты проводятся преимущественно с жидким водородом и гелием.

В литературе появились сообщения о работах Пауля и Грэхэма [6] и Векерля и Штампа [7], изучивших распределение числа случаев аннигиляции позитронов по временам жизни в жидком гелии. Эти авторы, в согласии друг с другом, показали наличие трех компонент в кривых зависимости аннигиляции от времени, соответствующих временам жизни:

$$\tau_1 \sim 2 \cdot 10^{-10}; \quad \tau_2 = (1{,}83 \pm 0{,}15) \cdot 10^{-9}; \quad \tau_3 = (9{,}1 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

Авторы связывают эти времена соответственно с тремя механизмами аннигиляции: парапозитрония, при взаимодействии позитронов с атомными электронами и ортопозитрония. Оценка относительных интенсивностей этих компонент показала, что аннигиляция через образование парапозитрония и ортопозитрония составляет, соответственно, 5 и 16% от всех актов аннигиляции. Остальные 79% позитронов аннигилируют с атомными электронами.

Измерения трехквантовой аннигиляции в газообразном водороде и гелии, выполненные Де Бенедетти и Сигелом [8], также указывают на образование в этих газах позитрония.

В настоящей работе исследовано угловое распределение аннигиляционных квантов в жидком водороде и гелии.

1. Экспериментальная установка

Метод измерения и схема установки для исследования кривой углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в жидком водороде и гелии существенно не отличались от использованной в нашей ранней работе [9]. Схема установки представлена на рис. 1. Между двумя сцинтилляционными счетчиками помещался дюар с жидким водородом или гелием, в котором тормозились и аннигилировали позитроны. Перед счетчиком *1* устанавливался свинцовый коллиматор с цилиндрическим отверстием ϕ 2 мм, перед счетчиком *2* — вращающийся свинцовый диск с прорезанными в нем кольцевыми диафрагмами различных размеров. Такая геометрия позволяла выделять аннигиляционные γ-кванты, разлетающиеся в строго определенном интервале углов.

В данном опыте источником позитронов служила радиоактивная медь Cu^{64} в виде фольги толщиной 30—60 μ.

Медная фольга закреплялась на специальной рамке со стержнем, как показано на рис. 2, и опускалась в дюар. По условиям геометрии опыта необходимо иметь строго определенной формы мишень, в которой тормозятся и аннигилируют позитроны. При измерениях аннигиляции позитронов в металлах мишень выбиралась в форме цилиндрика диаметром 2 мм. Для приближения условий данного опыта к измерениям с металлами, с которыми проводилось сравнение полученных данных, необходимо было выделить в жидком водороде и гелии рабочий объем в виде трубки диаметром 2 мм. С этой целью дюар окружался свинцовым блоком,

в котором прорезались отверстия круглой формы по направлению к счетчикам. Свинцовый блок защищал также сцинтилляционные счетчики от прямого попадания излучения от источника позитронов.

Для точного выделения интервала углов разлета γ-квантов необходимо было совместить оси коллиматора перед счетчиком *1*, кольцевых диафрагм перед счетчиком *2* и коллиматора, окружавшего дюар. Такая юстировка установки осуществлялась по параллельному световому пучку, который пропускался через отверстия коллиматоров. Прохождение светового пучка фиксировалось фотоэлементом, расположенным за последним коллиматором. Совмещение осей коллиматоров устанавливалось по максимуму фототока. В опытах с жидким водородом и гелием правильное положение рамки с источником позитронов относительно выделенной световым пучком оси определялось с помощью маленького зеркала, расположенного на стержне рамки. Световой луч, отраженный от этого зеркала на экран, смещался по вертикали при перемещении рамки в направлении, перпендикулярном к оси установки. Гелиевый и водородный дюары имели две вертикальные прозрачные полосы шириной в 1 см, оставленные без серебрения, расположенные одна против другой. Это позволило определить поворот рамки относительно оси, пропуская световой пучок через отверстия в вертикальных перекладинах рамки, находящихся против просветов в дюаре.

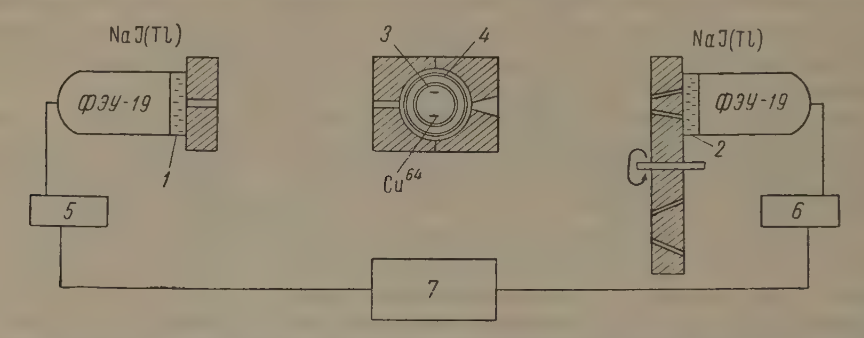


Рис. 1. Схема установки: *1* и *2* — сцинтилляционные счетчики, *3* — дюар для жидкого гелия или водорода (внутренний диаметр дюара с гелием 45 мм, с водородом 75 мм), *4* — дюар для жидкого азота, *5* и *6* — предварительные усилители, *7* — схема совпадений

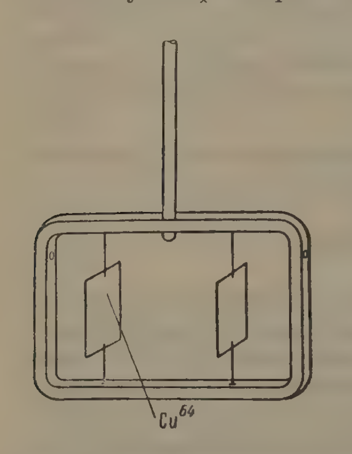


Рис. 2. Рамка с источником позитронов

Сцинтилляционные счетчики, применяемые для регистрации γ-квантов, состояли из кристаллов NaJ (Tl) с фотоэлектронными умножителями ФЭУ-19. Импульсы от сцинтилляционных счетчиков усиливались и подавались на схему совпадений с разрешающим временем $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Помещая перед счетчиком *2* по очереди различные кольцевые диафрагмы и измеряя число совпадений, можно построить, учитывая телесные углы и светосилу установки, кривую углового распределения. Поскольку перед счетчиком располагаются различные кольцевые диафрагмы, γ-лучами освещаются различные участки его поверхности. В специальном опыте определялось изменение эффективности счетчика от центра к периферии, и на это вводилась поправка. Размеры дюаров для жидкого водорода и гелия выбирались таким образом, чтобы пробег позитронов в этих веществах полностью укладывался внутри сосуда: позитроны аннигилировали в жидком водороде или гелии, не достигая стенок дюара.

Поскольку дюар для жидкого гелия вставлялся в дюар с жидким азотом, можно было ожидать, что эффект рассеяния аннигиляционных γ-квантов в жидком азоте и от стенок дюара будет искажать кривую углового распределения. Как показали контрольные опыты, этот эффект существенного влияния не оказывает. Кривая углового распределения γ-квантов была измерена при аннигиляции позитронов в самом источнике позитронов Cu^{64}, который в этом случае имел форму цилиндрика и помещался на месте мишени. Измерения кривой углового распределения проводились при нахождении источника в воздухе (таблица, графа I), в гелиевом дюаре (графа II), при окружении гелиевого дюара пустым дюаром для жидкого азота (III) и, наконец, при заливке наружного дюара жидким азотом (IV). В нижеследующей таблице все полученные значения функции $f(\theta)$ связаны при угле $\theta = 3{,}5'$.

Значение функции $f(\theta)$ углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в меди в различных условиях

Угол θ	f (θ)			
	I	II	III	IV
3,5′	161 ±5	161 ±1	161 ±8	161 ±8
21′	120,5 ±1,2	122 ±2	119 ±2	125 ±3
41′	25,9 ±0,5	26,7 ±0,8	26,7 ±0,6	25,1 ±0,8
62′	4,1 ±0,1	5,3 ±0,3	3,7 ±0,3	3,5 ±0,4
1°29′	0,7 ±0,1	0,5 ±0,1	0,6 ±0,1	0,7 ±0,1
2°	0,31±0,02	0,21±0,02	0,22±0,02	0,32±0,03

Как видно из таблицы, все кривые в пределах погрешности совпадают.

2. Результаты измерений

Кривые углового распределения, полученные для жидкого водорода и гелия, приведены на рис. 3. Каждая точка этих кривых соответствует определенному числу совпадений, приведенных к единице телесного угла,

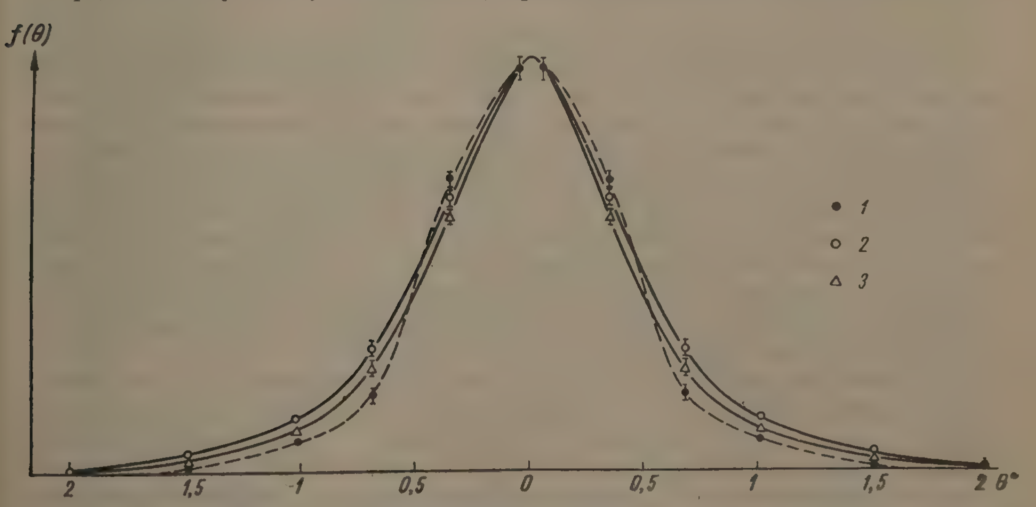


Рис. 3. Кривые углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов: *1* — в алюминии (пунктирная кривая), *2* — жидком гелии, *3* — жидком водороде

в угловом интервале, выделяемом данной диафрагмой. На том же рис. 3 приведены для сравнения результаты измерений кривой углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в алюминии.

Приведение экспериментальных данных к единице телесного угла требует особого внимания. При измерениях с алюминием рабочий объем, из которого могли выходить и регистрироваться γ-кванты аннигиляции, мог быть достаточно точно ограничен до нужных размеров в условиях данной геометрии опыта. Светосила установки при разных кольцевых диафрагмах может быть точно рассчитана.

Однако при измерениях с гелием и водородом рабочий объем, как видно из рис. 4, несколько увеличивается за счет заштрихованной области. Это обстоятельство следует учитывать при определении эффективной светосилы, которая нами вычислялась и проверялась на опыте.

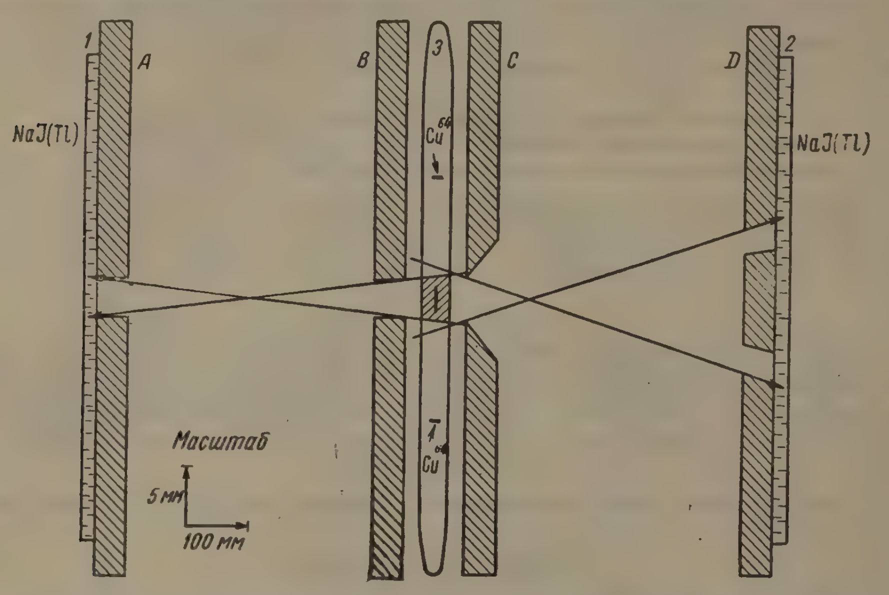


Рис. 4. Геометрия опыта: *1*, *2* — сцинтилляционные счетчики, *3* — гелиевый дюар; *A* — коллиматор перед счетчиком *1*; *B*, *C* — коллиматоры перед дюаром; *D* — кольцевая диагфрагма перед сетчиком *2*

Для этой цели кривые углового распределения для алюминия измерялись дважды: один раз с алюминиевым цилиндриком длиной 5 и диаметром 2 мм (по диаметру канала в коллиматорах) и второй раз с алюминиевой фольгой. В этом случае в объеме, ранее заполнявшемся гелием или водородом, равномерно распределялась смятая фольга толщиной 10 μ. Средняя плотность смятой фольги подбиралась такой же, как плотность жидкого гелия или водорода. В результате геометрия «аннигиляционного поля» была в опытах с жидкостями и с фольгой в первом приближении одинаковой. Экспериментальные кривые для алюминия в виде цилиндрика диаметром 2 мм и фольги отличались друг от друга, но после введения расчетных поправок на эффективную светосилу совпали, что доказывает правильность поправок.

Как видно из рис. 3, кривые углового распределения для водорода и гелия отличаются по форме от кривой для алюминия. Кривая углового распределения для алюминия, полученная в нашей работе, согласуется с измеренной в работах Грина и Стюарта [10] и Ланга, Де Бенедетти и Смолуховского [11]. Кривые для водорода и гелия имеют более узкий максимум и значительно более широкое основание. Различие в ширине кривых лежит за пределами погрешности. Статистическая погрешность точек для $\theta > 0{,}5^\circ$ не выходит за пределы размера точек. Такая форма кривых, по-видимому, может быть объяснена исходя из предположения о возможности образования позитрония в водороде и гелии позитронами, имеющими достаточную энергию.

Более узкий максимум кривых углового распределения для водорода и гелия, по-видимому, обусловлен аннигиляцией образующегося парапозитрония. Однако надо отметить, что максимум в случае водорода и гелия значительно шире максимума, проявляющегося при аннигиляции позитронов в аморфных веществах, где его ширина обычно оказывается $\sim 20'$. Наличие такого узкого максимума связывают с аннигиляцией полностью затормозившегося парапозитрония. Значительно более широкий максимум кривых углового распределения для водорода и гелия, по-видимому, указывает на то, что парапозитроний полностью затормозиться не успевает.

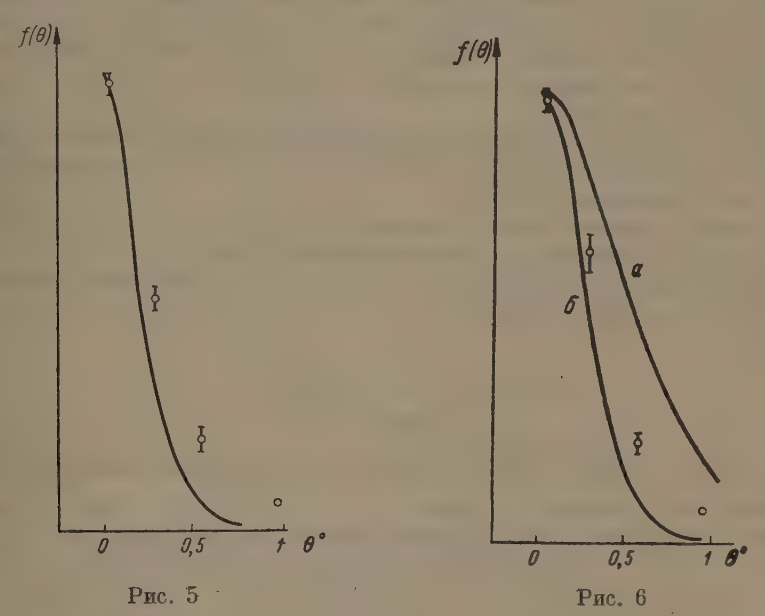


Рис. 5 Рис. 6

Рис. 5. Расчетная кривая углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в жидком водороде [5]. Экспериментальные точки получены в данной работе

Рис. 6. Расчетная кривая углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в жидком гелии [5]: *а* — теория без учета поляризации, *б* — теория с учетом поляризации. Экспериментальные точки получены в данной работе

При значениях угла $\theta > 0{,}5°$ кривые для водорода и гелия становятся шире, чем для алюминия. Это связано с бо́льшим значением средних скоростей связанных электронов в водороде и гелии, с которыми аннигилируют позитроны. Уширение кривых для водорода и гелия обусловлено, по-видимому, также двухквантовой аннигиляцией ортопозитрония со связанным электроном с подходящей ориентацией спина.

Наблюдающиеся случаи разлета γ-квантов под большими углами (при $\theta > 1°$), по-видимому, происходят за счет аннигиляции неполностью замедлившихся позитронов, так как в водороде и гелии нет электронов с такой энергией, которая соответствовала бы наблюдаемым большим углам разлета (см. стр. 975).

Представляется странным существенно меньшее число таких случаев для алюминия.

Кривая углового распределения для гелия шире, чем для водорода, что связано с большей скоростью электронов в атоме гелия.

Экспериментальные кривые углового распределения γ-квантов при аннигиляции позитронов в жидком водороде и гелии, полученные в данной работе, были сравнены с кривыми, рассчитанными Чжан Ли [5] для водорода и гелия (рис. 5, 6). На рис. 6 приведены две расчетные

кривые для гелия. Кривая *а* получена в предположении, что при взаимодействии с атомом гелия позитрон подвергается влиянию усредненного поля атома. В этом случае время жизни позитронов должно быть равным $1{,}5 \cdot 10^{-8}$ сек. При расчете кривой *б* принимался во внимание эффект поляризации атома позитроном. Время жизни в этом случае оказывается равным $2{,}6 \cdot 10^{-9}$ сек, что согласуется с экспериментально полученным временем жизни для свободных позитронов в жидком гелии. Экспериментальная кривая углового распределения, как видно из рис. 6, занимает промежуточное положение между этими двумя кривыми, подходя ближе к кривой *б* в области малых углов. Расчетная кривая для водорода, изображенная на рис. 5, оказывается уже кривой для гелия, что согласуется с экспериментальными данными. Экспериментальная кривая углового распределения для жидкого водорода, нанесенная на рис. 5, также отличается от расчетной.

Следует отметить, что анализ экспериментальных данных указывает на возможность образования позитрония в гелии. Эта возможность при расчете не учитывалась.

Из кривой углового распределения γ-квантов можно построить спектр энергий центра тяжести аннигилирующих пар.

Экспериментально наблюдаемое угловое распределение должно выражаться следующей формулой:

$$N_{\text{эксп}}(\theta) = \int\limits_{\beta_{\min}}^{1} N'(\theta, \beta)\, W(\beta)\, d\beta,$$

где $\beta_{\min} = \frac{v_{\min}}{c}$, а $v_{\min}$ — минимальная скорость, при которой кванты могут образовать угол взаимного разлета $\pi - \theta$; $N'(\theta, \beta)$ — число совпадений в единице телесного угла, которое вычисляется по формуле

$$N'(\theta, \beta) = \frac{\mathfrak{N}\left\{\sqrt{4\beta^2 - \sin^2(\theta - \Delta\theta)} - \sqrt{4\beta^2 - \sin^2(\theta + \Delta\theta)}\right\}}{\beta \sin\theta\Delta\theta},$$

где $\mathfrak{N}$ — число аннигиляций в 1 сек.

Интересующая нас функция $W(\beta)$ (спектр энергий центра тяжести аннигилирующих пар) входит под интеграл, и определение ее представляется довольно сложной математической задачей. Поскольку экспериментальная кривая определена не очень точно (всего по шести экспериментальным точкам), применение сложной математической обработки было бы не оправдано.

Представляется более целесообразным приближенный метод анализа. Весь интервал β от 0 до 1 разбивается на шесть частей (по числу экспериментальных точек) так, чтобы интервал $\beta_1 - \beta_2$ соответствовал углам θ разлета аннигиляционных квантов в интервале θ_1 до θ_2, интервал $\beta_2 - \beta_3$ — интервалу $\theta_2 - \theta_3$ и т. д.

Тогда интеграл можно заменить системой уравнений

$$N(\theta_1) = W_1(\beta)\frac{2N'(\theta_1, \beta)}{\mathfrak{N}} + W_2(\beta)\frac{2N'(\theta_2, \beta)}{\mathfrak{N}} + \cdots + W_6(\beta)\frac{2N'(\theta_6, \beta)}{\mathfrak{N}},$$

. . . .

$$N(\theta_5) = W_6(\beta)\frac{2N'(\theta_6, \beta)}{\mathfrak{N}}.$$

Эта система уравнений может быть последовательно решена относительно $W(\beta)$, если идти снизу вверх.

В результате произведенных расчетов были получены энергетические спектры при аннигиляции позитронов в жидком водороде и гелии, пред-

ставленные на рис. 7. Здесь же указан спектр, полученный для алюминия. К сожалению, судить о деталях спектра нельзя, так как он получен всего по шести экспериментальным точкам.

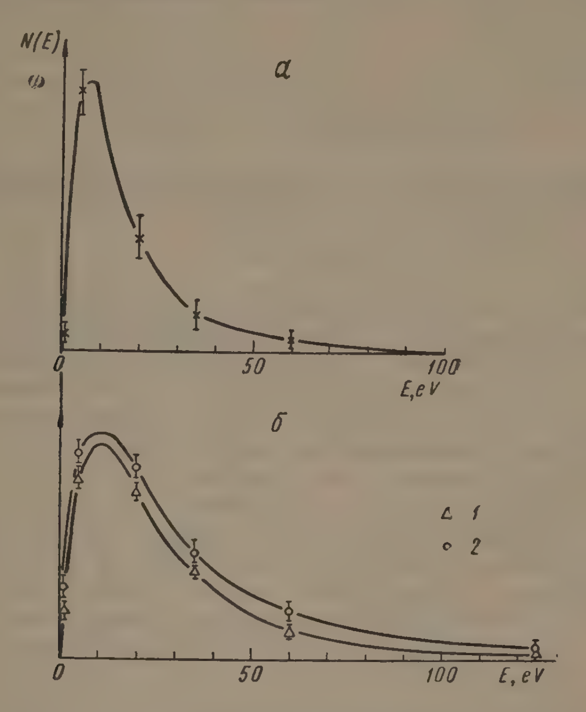


Рис. 7. Спектр энергий центра тяжести аннигилирующих пар: *а* — для алюминия, *б* — для жидкого водорода (*1*) и гелия (*2*)

Авторы приносят глубокую благодарность директору Института физических проблем АН СССР им. С. И. Вавилова П. Л. Капице за любезное предоставление возможности проводить измерения в лаборатории института и А. И. Шальникову за постоянный интерес к работе.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Page L., Heinberg M., Phys. Rev., 98, 206 (1955).
3. Page L., Heinberg M., Phys. Rev., 102, 1545 (1956).
3. Stewart A., Phys. Rev., 99, 594 (1955).
4. Ferrell R., Rev. Mod. Phys., 3, 511 (1956).
5. Чжан Ли, Вестник ЛГУ. Сер. физики и химии, *4*, 160 (1958).
6. Paul D., Graham R., Phys. Rev., 106, 16 (1957).
7. Wackerle J., Stump R., Phys. Rev., 106, 18 (1957).
8. DeBenedetti S., Siegel R., Phys. Rev., 94, 955 (1954).
9. Баскова К. А., Джелепов Б. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 951 (1956).
10. Green R., Stewart A., Phys. Rev., 98, 486 (1955).
11. Lang G., DeBenedetti S., Smoluchowski R., Phys. Rev., 99, 596 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Э. М. КРИСЮК и Г. Д. ЛАТЫШЕВ

КОМПЕНСАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Введение

При конструировании безжелезного магнитного β-спектрометра с двойной фокусировкой ($r_0=50$ см) возникла задача компенсации магнитного поля Земли в рабочем объеме спектрометра. Для обеспечения линейности спектрометра с точностью $\sim 1\cdot 10^{-5}$ необходимо, чтобы внешние магнитные поля были по крайней мере в 10^5 раз слабее магнитного поля спектрометра. Минимальное поле спектрометра, при котором еще можно вести точные измерения конверсионных линий, составляет ~ 10 Ое. В этом поле будут фокусироваться электроны с энергией ~ 25 keV. Спектр электронов с меньшей энергией будет сильно искажаться из-за рассеяния и поглощения электронов в источнике, стенках прибора и входном окне счетчика. Таким образом, внешние поля в объеме прибора не должны превышать 10^{-4} Ое. Так как в районе Ленинграда вертикальная составляющая земного поля имеет значение $\sim 0{,}5$ Ое, а горизонтальная $\sim 0{,}15$ Ое, возникает необходимость компенсировать вертикальную составляющую с точностью $\sim 2\cdot 10^{-4}$, а горизонтальную — с точностью $\sim 6\cdot 10^{-4}$ в пределах рабочего объема спектрометра, который представлял собой цилиндр радиусом 60 и высотой 80 см.

Напряженность магнитного поля Земли может быть представлена в виде вектора, наклоненного к вертикали и претерпевающего непрерывные небольшие изменения по величине и направлению. В точках пространства, удаленных от ферромагнетиков, это поле весьма однородно. Поэтому задачу компенсации поля Земли можно разбить на три: 1) выбор места установки прибора в лаборатории таким образом, чтобы получить требуемую начальную однородность поля; 2) конструирование системы катушек, создающих достаточно однородное поле, компенсирующее поле Земли в рабочем объеме; 3) конструирование устройства, способного автоматически менять ток в системе при изменении составляющих магнитного поля Земли, компенсируя эти изменения.

В настоящей статье мы рассмотрим задачу создания компенсирующего однородного магнитного поля. Для этой цели обычно применяются системы из нескольких колец с током, симметричных относительно центральной плоскости. Такие системы дают возможность свободного доступа к приборам, расположенным внутри них.

1. Магнитное поле двух симметричных колец с током

Выражение для напряженности магнитного поля кольца с током в области $r<\rho$ можно записать в виде ряда (см., например, [1]):

$$H_x = 0{,}2\ \pi I\omega \frac{\sin^2\psi}{\rho}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{r}{\rho}\right)^n P_n(\cos\theta)P'_{n+1}(\cos\psi),$$

$$H_y = 0{,}2\pi I\omega\ \frac{\sin^2\psi}{\rho}\sin\theta\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{r}{\rho}\right)^n\ P'_{n+1}(\cos\psi)\left[P_{n+1}(\cos\theta)-\frac{\cos\theta}{n+1}P'_{n+1}(\cos\theta)\right],$$

где H_x — составляющая магнитного поля, параллельная оси системы в эрстедах, H_y — составляющая магнитного поля, перпендикулярная к оси системы в эрстедах, r и θ — координаты точки, для которой определяется поле, ρ и ψ — координаты кольца, ω — число витков в кольце, I — сила тока в амперах, $P_n(x)$ и $P_n'(x)$ — полиномы Лежандра и их первые производные по аргументу. Начало координат взято в произвольной точке оси кольца, а положительное направление оси совпадает с направлением поля.

Выражение для напряженности магнитного поля двух колец, симметричных относительно начала координат, содержит только четные степени r/ρ. Так как I, ω, r, θ и ρ одинаковы для обоих колец, а ψ_1 и ψ_2 отличаются на 180°, то в силу свойств производных от полиномов Лежандра все члены, содержащие r/ρ в нечетной степени, обратятся в ноль, а члены с четными степенями r/ρ удвоятся.

Таким образом, магнитное поле двух симметричных колец будет иметь вид:

$$H_x = 0{,}4\pi I\omega \frac{\sin^2\psi}{\rho} \sum_{n=0}^{\infty} (r/\rho)^{2n} P_{2n}(\cos\theta) P'_{2n+1}(\cos\psi),$$

$$H_y = 0{,}4\,\pi I\omega \frac{\sin^2\psi}{\rho}\, \sin\theta \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{\rho}\right)^{2n} P'_{2n+1}(\cos\psi) \times$$
$$\times \left[P_{2n+1}(\cos\theta) - \frac{\cos\theta}{2n+1} P'_{2n+1}(\cos\theta)\right]. \quad (2)$$

В выражении (2) член с $n=0$ не зависит от координат точки, для которой определяется поле, и дает поэтому однородное поле, а члены с $n>0$ характеризуют отклонение от однородности. Так как нас интересует поле вблизи начала координат при $r<\rho$, каждый последующий член в (2) будет меньше предыдущего. Если нам удалось обратить в ноль коэффициенты при членах от $n = 1$ до $n = m - 1$, выбрав определенную геометрию системы, то отклонение от однородности поля для такой системы будет характеризоваться членом с $n=m$. Величину m будем называть порядком неоднородности поля системы. Ясно, что чем больше m, тем однороднее будет поле.

Системы с одинаковым m могут отличаться величиной A_{2m} — коэффициентом при члене с $n = m$.

Система из двух симметричных колец имеет один свободный параметр ψ, который можно выбрать так, чтобы обратить в ноль член с $n = 1$. Для этого достаточно положить $P'_3(\cos\psi) = 0$. Решая это уравнение, мы получим

$$\cos^2\psi = \frac{1}{5}\cdot \quad (3)$$

Расстояние d от начала координат до плоскости катушки в этом случае будет равно

$$d = \frac{R}{2}, \quad (4)$$

где R — радиус катушки. Если выполнено условие (4), то два симметричных кольца называются кольцами Гельмгольца. Магнитное поле, создаваемое кольцами Гельмгольца, подробно рассмотрено в [2].

Принимая во внимание (3) и перейдя к декартовым координатам x и y точки наблюдения, получим выражение для магнитного поля катушек

Гельмгольца:

$$H_x = 0{,}899176 \frac{I\omega}{R}\Big[1 - \frac{0{,}144}{R^4}(8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \\ + \frac{0{,}078848}{R^6}(16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) - \ldots\Big],$$

$$H_y = 0{,}517926 \frac{I\omega}{R^5} xy(4x^2 - 3y^2) - 0{,}425390 \frac{I\omega}{R^7} xy(8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4) + \cdots \quad (5)$$

В табл. 1 и 2 приводятся относительные значения составляющих поля колец Гельмгольца, причем x и y выражены в долях радиуса колец R. Для удобства все значения H умножены на 10^4.

Таблица 1

$$\frac{H_x - H_{x0}}{H_{x0}} \cdot 10^4 = -0{,}144 \cdot (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) \cdot 10^4$$

x	y								
	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
0	0	−0,0270	−0,432	−2,19	−6,91	−16,9	−35,0	−64,8	−111
0,05	−0,0720	+0,117	+0,360	−0,315	−3,53	−11,5	−27,3	−54,3	−96,8
0,10	−1,15	−0,315	+1,87	+4,44	+5,76	+3,57	−5,04	−23,6	−56,4
0,15	−5,83	−3,92	+1,51	+9,48	+18,4	+25,9	+29,2	+24,6	+7,99
0,20	−18,4	−15,0	−5,04	+10,5	+30,0	+51,1	+71,0	+86,1	+92,2
0,25	−45,0	−39,6	−23,8	+1,41	+34,5	+73,1	+114	+155	+190
0,30	−93,3	−85,6	−62,6	−25,5	+24,2	+84,2	+152	+223	+294
0,35	−173	−162	−131	−79,8	−10,4	+74,9	+173	+281	+394
0,40	−295	−281	−240	−173	−80,6	+33,8	+168	+318	+479

Таблица 2

$$\frac{H_y}{H_{x0}} \cdot 10^4 = 0{,}576\ xy(4x^2 - 3y^2) \cdot 10^4$$

x	y								
	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,05	0	+0,0360	−0,576	−2,48	−6,34	−12,8	−22,5	−36,0	−54,1
0,10	0	+0,936	+0,576	−2,38	−9,22	−21,2	−39,7	−66,0	−101
0,15	0	+3,56	+5,18	+2,92	−5,18	−21,1	−46,7	−83,9	−135
0,20	0	+8,78	+15,0	+16,0	+9,22	−7,92	−38,0	−83,7	−147
0,25	0	+17,5	+31,7	+39,4	+37,4	+22,5	−8,64	−59,2	−132
0,30	0	+30,5	+57,0	+75,8	+82,9	+74,5	+46,7	−4,54	−82,9
0,35	0	+48,6	+92,7	+128	+149	+152	+133	+86,4	+8,06
0,40	0	+72,9	+141	+198	+240	+261	+256	+220	+147

Систему Гельмгольца можно использовать для нейтрализации восточно-западной компоненты поля Земли. Максимальные вариации горизонтальной составляющей поля Земли имеют величину $\sim 0{,}005$ Ое. При радиусе катушек Гельмгольца, равном 1,75 м, восточно-западная компонента будет уменьшена в рабочем объеме прибора примерно в 60 раз. Таким образом, мы получим нужную точность компенсации.

Из таблиц видно, что нужную компенсацию вертикальной составляющей поля Земли можно получить только при $x < 0{,}1$ и $y < 0{,}1$. Это означает в нашем случае, что $R > 6$ м. Катушки такого радиуса слишком

велики по сравнению с габаритами прибора, поэтому для компенсации вертикальной, а также и горизонтальной компонент поля Земли необходимо воспользоваться более сложными системами, дающими лучшую однородность поля.

2. Магнитное поле трех катушек

Рассмотрим систему из трех катушек. Выберем начало координат в центре средней катушки. Крайние расположим симметрично относительно центральной. Тогда поле системы трех катушек будет иметь вид:

$$H_x = 0{,}2\pi I \frac{\omega_2}{\rho_2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r}{\rho_2}\right)^{2n} P_{2n}(\cos\theta) \left[\sin^2\psi \left(\frac{2\omega_1}{\omega_2}\right)\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{2n+1} P'_{2n+1}(\cos\psi) + \right.$$

$$\left. + P'_{2n+1}(0)\right],$$

$$H_y = 0{,}2\pi I \frac{\omega_2}{\rho_2} \sin\theta \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{\rho_2}\right)^{2n} \left[P_{2n+1}(\cos\theta) - \frac{\cos\theta}{2n+1} P'_{2n+1}(\cos\theta)\right] \times$$

$$\times \left[\sin^2\psi \left(\frac{2\omega_1}{\omega_2}\right)\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{2n+1} P'_{2n+1}(\cos\psi) + P'_{2n+1}(0)\right], \qquad (6)$$

где индексы 1 и 2 относятся к крайним и центральной катушкам, соответственно.

Такая система имеет три свободных параметра $\left(\cos\psi, \frac{2\omega_1}{\omega_2} \text{ и } \frac{\rho_1}{\rho_2}\right)$. Эти параметры следует выбрать так, чтобы обратить в ноль коэффициенты при $(r/\rho)^2$ и $(r/\rho)^4$. Хотя мы имеем три свободных параметра, обратить в ноль три коэффициента не удается, в чем можно убедиться, решая систему трех уравнений. Существует много решений, обращающих в ноль коэффициенты при $(r/\rho)^2$ и (r/ρ^4). Чтобы выбрать наилучшее решение, наложим дополнительное требование минимальности коэффициента при $(r/\rho)^6$.

Решая задачу нахождения минимума коэффициента при $(r/\rho)^6$ при условии равенства нолю коэффициентов при $(r/\rho)^2$ и $(r/\rho)^4$, мы нашли, что при заданном значении радиуса центральной катушки магнитное поле будет тем однороднее, чем больше радиус крайних катушек, и наоборот, при заданном значении радиуса крайних катушек поле будет тем однороднее, чем больше радиус центральной катушки. Следовательно, при заданных габаритах системы (под габаритами мы понимаем наибольшую из величин радиусов катушек и расстояния от плоскости катушки до центра системы) мы получим наилучшую однородность поля при условии $R_1 = R_2 = R$. При этом условии коэффициенты при $(r/\rho)^2$ и $(r/\rho)^4$ обращаются в ноль, если

$$u = \cos^2\psi = 0{,}366157;$$

$$N = \frac{2\omega_1}{\omega_2} = 3{,}76320; \quad d_1 = 0{,}760051. \qquad (7)$$

При выполнении этих условий выражение для магнитного поля принимает вид:

$$H_x = 1{,}82151 \frac{I\omega_2}{R}\left[1 - 0{,}0511462 \frac{1}{R^6}(16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) + \cdots\right],$$

$$H_y = 0{,}558980 \frac{I\omega_2}{R^7} xy(8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4) - \ldots \qquad (8)$$

Полученное решение интересно сравнить с решением Максвелла (см., например, [3]), в котором $\rho_1 = \rho_2$, $N = \frac{49}{32}$, $u = \frac{3}{r}$, и выражение

для поля имеет вид:

$$H_x = 1{,}17810\frac{I\omega_2}{R_2}\left[1 - 0{,}127679\,\frac{1}{R_2^6}\,(16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) + \cdots\right],$$

$$H_y = 0{,}902507\,\frac{I\omega_2}{R_2^7}\,xy\,(8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4) - \cdots \qquad (9)$$

Из сравнения видно, что новое решение дает однородность поля в 2,5 раза выше, чем решение Максвелла при одинаковых радиусах центральных катушек.

Скотт [4] предложил для получения однородного поля использовать две пары катушек Гельмгольца, включенные навстречу друг другу. Если пары катушек Гельмгольца имеют общие центр и ось симметрии, и число витков каждой пары пропорционально пятой степени радиуса, то член, содержащий $(r/\rho)^4$, в выражении для магнитного поля такой системы обратится в ноль. Таким образом, мы получим систему третьего порядка неоднородности. Выражение x-ой составляющей поля такой системы имеет вид:

$$H_x = 0{,}899176I\left(\frac{\omega_l}{R_l} - \frac{\omega_s}{R_s}\right)\times$$

$$\times\left[1 + 0{,}078848\,\frac{\left(\frac{\omega_l}{R_l^7} - \frac{\omega_s}{R_s^7}\right)}{\left(\frac{\omega_l}{R_l} - \frac{\omega_s}{R_s}\right)}(16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6) + \ldots\right], \quad (10)$$

где индексы l и s относятся к внешней и внутренней системам Гельмгольца, соответственно. Скотт использовал системы Гельмгольца, различающиеся по размерам в два раза. В этом случае

$$H_x = 0{,}842978\,\frac{I\omega_l}{R_l}\left[1 - 0{,}252314\,\frac{1}{R_l^6}\,(16x^6 - 120x^4y^2 + \right.$$

$$\left. + 90x^2y^4 - 5y^6) + \ldots\right]. \qquad (11)$$

Из сравнения выражений (11) и (8) видно, что система Скотта дает примерно в пять раз менее однородное поле, чем полученное нами решение системы трех катушек. В системе Скотта можно повысить однородность поля, увеличив радиус внутренних катушек, однако это резко уменьшит эффективность системы. Эффективностью системы мы называем величину

$$S = \frac{H_{x0}R}{I\sum\limits_i \omega_i},$$

представляющую собой величину поля при суммарном числе ампервитков, равном единице, и единичном радиусе.

В табл. 3 и 4 приводится топография поля полученного нами решения системы из трех катушек. Единицы измерений те же, что и при вычислении топографии катушек Гельмгольца.

Из таблиц видно, что при радиусе катушек 1,75 м можно получить нужную степень компенсации горизонтальной составляющей Земного поля в пределах рабочего объема. Для компенсации вертикальной составляющей поля Земли система трех катушек не даст удовлетворительного результатата при радиусе 1,75 м. Необходима система, дающая еще более однородное поле.

Таблица 3

$$\frac{H_x - H_{x0}}{H_{x_0}} \cdot 10^4 = -0{,}0511462\,(16x^6 - 120x^4y^2 + 90x^2y^4 - 5y^6)\cdot 10^4$$

x	y: 0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
0	0	+ 0,0000400	+ 0,00256	+0,0291	+ 0,164	+ 0,624	+ 1,86	+ 4,70	+10,5
0,05	— 0,000128	+ 0,000152	— 0,00524	—0,0206	— 0,00524	+ 0,199	+ 0,967	+ 3,02	+ 7,59
0,10	— 0,00818	+ 0,00432	+ 0,00972	—0,0740	— 0,336	— 0,798	— 1,32	— 1,46	— 0,336
0,15	— 0,0932	— 0,0220	+ 0,116	+0,111	— 0,344	— 1,57	— 3,82	— 7,13	—11,2
0,20	— 0,524	— 0,290	+ 0,277	+0,783	+ 0,622	— 0,954	— 4,74	—11,4	—21,5
0,25	— 2,00	— 1,42	+ 0,114	+1,97	+ 3,15	+ 2,37	— 1,86	—11,1	—26,8
0,30	— 5,97	— 4,75	— 1,41	+3,15	+ 7,46	+ 9,55	+ 7,08	— 2,53	—22,0
0,35	—15,0	—12,8	— 6,39	+2,85	+12,9	+21,1	+24,0	+17,9	— 1,56
0,40	—33,5	—29,6	—18,5	—1,87	+17,7	+36,5	+50,1	+53,1	+39,8

Таблица 4

$$\frac{H_y}{H_{x0}} \cdot 10^4 = 0{,}306877\,(8x^4 - 20x^2y^2 + 5y^4)\,xy\cdot 10^4$$

x	y: 0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,05	0	— 0,000336	+ 0,000767	+ 0,0335	+ 0,186	+0,631	+ 1,66	+ 3,70	+ 7,39
0,10	0	+ 0,00508	— 0,0215	— 0,0538	+ 0,0491	+0,601	+ 2,15	+ 5,51	+11,9
0,15	0	+ 0,0680	+ 0,00230	— 0,245	— 0,548	—0,523	+ 0,559	+ 3,86	+11,1
0,20	0	+ 0,332	+ 0,325	— 0,246	— 1,37	—2,71	— 3,44	— 2,18	+ 3,14
0,25	0	+ 1,08	+ 1,48	+ 0,651	— 1,65	—5,24	— 9,38	—12,6	—12,5
0,30	0	+ 2,78	+ 4,35	+ 3,71	+ 0,147	—6,48	—15,7	—26,0	—35,1
0,35	0	+ 6,12	+10,3	+10,9	+ 6,46	—3,64	—19,3	—39,5	—61,8
0,40	0	+12,1	+21,3	+24,9	+20,8	+7,47	—15,7	—48,2	—88,0

3. Магнитное поле четырех катушек

Рассмотрим систему из четырех катушек. Расположим катушки симметрично относительно начала координат. Индексом 1 будем отмечать координаты и число витков внешней пары катушек, а индексом 2 — внутренней пары. Тогда

$$H_x = 0{,}4\pi I\, \omega_2 \sum_{n=0}^{\infty} r^{2n} P_{2n}(\cos\theta)\left[\frac{\omega_1}{\omega_2}\,\frac{\sin^2\psi_1}{\rho_1^{2n+1}}\,P'_{2n+1}(\cos\psi_1) + \frac{\sin^2\psi_2}{\rho_2^{2n+1}}\,P'_{2n+1}(\cos\psi_2)\right],$$

$$H_y = 0{,}4\,\pi I\omega_2 \sin\theta \sum_{n=1}^{\infty} r^{2n}\left[P_{2n+1}(\cos\theta) - \frac{\cos\theta}{2n+1}\,P'_{2n+1}(\cos\theta)\right]\times$$

$$\times\left[\frac{\omega_1}{\omega_2}\,\frac{\sin^2\psi_1}{\rho_1^{2n+1}}\,P'_{2n+1}(\cos\psi_1) + \frac{\sin^2\psi_2}{\rho_2^{2n+1}}\,P'_{2n+1}(\cos\psi_2)\right]. \qquad (12)$$

Система имеет четыре свободных параметра: $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, $\cos\psi_1$, $\cos\psi_2$ и $\frac{\omega_1}{\omega_2}$; поэтому можно было бы попытаться обратить в ноль коэффициенты при $(r/\rho)^2$, $(r/\rho)^4$, $(r/\rho)^6$ и $(r/\rho)^8$. Однако решение такой системы уравнений представляется весьма сложным, кроме того, вполне возможно, что она и не имеет решения, как было в случае трех катушек. Поэтому была предпринята попытка получить частное решение системы трех уравнений при условии $R_1 = R_2$, что конструктивно удобно. Решение производилось методом последовательных приближений, и было найдено, что

$$u_1 = 0{,}469490;\ u_2 = 0{,}0558372;\ N = \frac{\omega_1}{\omega_2} = 2{,}26044;$$

$$d_1 = 0{,}940733\,R;\ d_2 = 0{,}243186\,R. \qquad (13)$$

Отсюда выражение для поля имеет вид:

$$H_x = 2{,}25047\,\frac{I\omega_2}{R}\Big[1 - 0{,}00438737\,\frac{1}{R^8}(128\,x^8 - 1792\,x^6y^2 + 3360\,x^4y^4 -$$

$$- 1120\,x^2y^6 + 35\,y^8) + \ldots\Big],$$

$$H_y = 0{,}0789891\,\frac{I\omega_2}{R^9}\,xy\,(64\,x^6 - 336\,x^4y^2 + 280\,x^2y^4 - 35\,y^6) - \ldots \qquad (14)$$

Мак-Кихен [3] предложил частное решение системы из четырех катушек с $\rho_1 = \rho_2$. В его решении $u_1 = 0{,}585310$; $u_2 = 0{,}0813570$; $N = 0{,}682111$ и выражение для поля имеет вид:

$$H_x = 1{,}447140\,\frac{I\omega_2}{R_2}\Big[1 - 0{,}00998465\,\frac{1}{R_2^8}(128\,x^8 - 1792\,x^6y^2 +$$

$$+ 3360\,x^4y^4 - 1120\,x^2y^6 + 35\,y^8) + \ldots\Big],$$

$$H_y = 0{,}115593\,\frac{I\omega_2}{R_2^9}\,xy\,(64\,x^6 - 336\,x^4y^2 + 280\,x^2y^4 - 35\,y^6) - \ldots \qquad (15)$$

Из сравнения выражений для поля, полученного нами, и решения Мак-Кихена видно, что наше решение дает поле примерно в 2,3 раза однороднее.

В табл. 5 и 6 приводится топография поля системы из четырех катушек. Из таблиц видно, что с помощью такой системы можно получить нужную степень компенсации вертикальной составляющей поля Земли в рабочем объеме при радиусе катушек 1,75 м.

В заключение приведем сводную табл. 7, в которую включены данные, относящиеся к обсуждавшимся системам. В первой колонке приво-

Таблица 5

$$\frac{H_x - H_{x0}}{H_{x0}} \cdot 10^4 = -0{,}00438737\,[128x^8 - 1792x^6y^2 + 3360x^4y^4 - 1120x^2y^6 + 35y^8]\cdot 10^4$$

x	y = 0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
0	0	$-6{,}00\cdot10^{-8}$	$-1{,}54\cdot10^{-5}$	$-3{,}94\cdot10^{-4}$	$-3{,}93\cdot10^{-3}$	$-0{,}0234$	$-0{,}101$	0,346	$-1{,}01$
0,05	$2{,}19\cdot10^{-7}$	$1{,}05\cdot10^{-6}$	$+2{,}74\cdot10^{-5}$	$+5{,}67\cdot10^{-4}$	$+2{,}51\cdot10^{-3}$	$3{,}04\cdot10^{-3}$	$-0{,}0185$	$-0{,}134$	$-0{,}527$
0,10	$-5{,}62\cdot10^{-5}$	$+5{,}59\cdot10^{-5}$	$-2{,}68\cdot10^{-4}$	$-5{,}46\cdot10^{-4}$	$+7{,}02\cdot10^{-3}$	$+0{,}0438$	$+0{,}145$	$+0{,}346$	$+0{,}641$
0,15	$-1{,}44\cdot10^{-3}$	$+3{,}50\cdot10^{-4}$	$+1{,}14\cdot10^{-3}$	$-6{,}87\cdot10^{-3}$	$-0{,}0182$	$+9{,}51\cdot10^{-3}$	$+0{,}180$	$+0{,}675$	$+1{,}75$
0,20	$-0{,}0144$	$-3{,}24\cdot10^{-3}$	$+0{,}0143$	$+1{,}43\cdot10^{-3}$	$-0{,}0686$	$-0{,}165$	$-0{,}140$	$+0{,}330$	$+1{,}80$
0,25	$-0{,}0857$	$-0{,}0413$	$+0{,}0517$	$+0{,}0893$	$-0{,}0466$	$-0{,}409$	$-0{,}884$	$-1{,}08$	$-0{,}183$
0,30	$-0{,}368$	$-0{,}233$	$+0{,}0897$	$+0{,}367$	$+0{,}293$	$-0{,}394$	$-1{,}76$	$-3{,}48$	$-4{,}66$
0,35	$-1{,}26$	$-0{,}917$	$-0{,}0346$	$+0{,}936$	$+1{,}36$	$+0{,}573$	$-1{,}89$	$-6{,}04$	$-11{,}1$
0,40	$-3{,}68$	$-2{,}90$	$-0{,}830$	$+1{,}74$	$+3{,}66$	$+3{,}60$	$-0{,}365$	$-6{,}76$	$-17{,}6$

Таблица 6

$$\frac{H_y}{H_{x0}} \cdot 10^4 = 0{,}0350989\; xy\,[64\,x^6 - 336\,x^4y^2 + 280\,x^2y^4 - 35\,y^6]\cdot 10^4$$

x	y = 0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,05	0	$-3{,}70\cdot10^{-7}$	$+2{,}63\cdot10^{-5}$	$-2{,}38\cdot10^{-4}$	$4{,}22\cdot10^{-3}$	$-0{,}0261$	$-0{,}105$	$-0{,}332$	$-0{,}883$
0,10	0	$-5{,}35\cdot10^{-6}$	$-9{,}48\cdot10^{-5}$	$+1{,}72\cdot10^{-3}$	$+6{,}74\cdot10^{-3}$	$+3{,}13\cdot10^{-3}$	$-0{,}0610$	$-0{,}324$	$-1{,}08$
0,15	0	$+9{,}02\cdot10^{-4}$	$-1{,}98\cdot10^{-3}$	$-2{,}43\cdot10^{-3}$	$+0{,}0186$	$+0{,}0811$	$+0{,}173$	$+0{,}186$	$-0{,}180$
0,20	0	$+9{,}90\cdot10^{-3}$	$-1{,}37\cdot10^{-3}$	$-0{,}0287$	$-0{,}0243$	$+0{,}100$	$+0{,}440$	$+1{,}03$	+1,[illegible]3
0,25	0	$+0{,}0546$	$-0{,}0370$	$-0{,}0717$	$-0{,}195$	$-0{,}145$	$+0{,}362$	$+1{,}63$	$+3{,}87$
0,30	0	$+0{,}211$	$+0{,}231$	$-0{,}0351$	$-0{,}508$	$-0{,}883$	$-0{,}622$	$+0{,}998$	$+4{,}76$
0,35	0	$+0{,}647$	$+0{,}868$	$+0{,}390$	$-0{,}771$	$-2{,}21$	$-3{,}09$	$-2{,}13$	$+2{,}24$
0,40	0	$+1{,}69$	$+2{,}54$	$+1{,}91$	$-0{,}350$	$-3{,}83$	$-7{,}36$	$-9{,}02$	$-6{,}21$

дятся значения m — порядка неоднородности поля системы; в шестой — значения s — эффективности системы; в седьмой — значения B/D — отношения ширины к толщине намотки, дающей наиболее однородное

Таблица 7

Сравнение данных различных авторов

m	u	N	d	A_{2m}	S	B/D	Способ решения
1	2	3	4	5	6	7	8
2	0,2	—	0,5	—0,144	0,449538	0,9280	Гельмгольц
3	0 0,428571	1,53125	0 0,654654	—0,127679	0,465421	0,8944 0,8062	Максвелл
3	0 0,366157	3,76320	0 0,760051	—0,0511462	0,382413	0,8944 0,7358	Новое решение
4	0,0813570 0,585310	0,682111	0,297594 0,798214	—0,00998465	0,430155	∞ ∞	Мак-Кихен
4	0,0558372 0,469490	2,26044	0,243186 0,940733	—0,00438737	0,345117	0,8020 0,7426	Новое решение

поле. Как было показано Максвеллом в выражении для поля катушки с учетом конечных размеров намотки, члены порядка $\frac{B^2r^2}{R^4}$ и $\frac{D^2r^2}{R^4}$ исчезают, если выполнено условие

$$\frac{B^2}{D^2} = \frac{12 - 195u + 490u^2 - 315u^3}{15 - 225u + 525u^2 - 315u^3} \qquad (16)$$

и остаются члены порядка $\frac{B^2r^4}{R^6}$; $\frac{D^2r^4}{R^6}$; $\frac{B^4r^2}{R^6}$; $\frac{D^4r^2}{R^6}$. Если не требуются очень большие поля и сечение намотки можно выбрать небольшим, то влиянием этих членов можно пренебречь.

Из таблицы, в частности, видно, что для системы Мак-Кихена не удается выбрать оптимальное значение $\frac{B}{D}$; наши решения свободны от этого недостатка.

В заключение следовало бы рассмотреть вопрос о влиянии точности изготовления катушек на величину однородности поля. Однако строгое исследование такого вопроса нам представляется весьма громоздким, и мы ограничились оценкой этого влияния. При неточном изготовлении катушек следует ожидать появления в выражении для магнитного поля добавочных членов порядка $\frac{\alpha}{R}(r/\rho)^2$, где α — величина отклонения размеров системы от рассчитанных. Из этих соображений следует определять допуски при изготовлении катушек.

Кафедра физики Ленинградского института
инженеров железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Яновский Б. М., Земной магнетизм.— Гостехиздат, 1953.
2. Ruark A. E., Peters M. F., J. Opt. Soc. America, 13, 205 (1926).
3. McKeehan L. W., Rev. Scient. Instrum., 7, 150 (1936).
4. Scott G. G., Rev. Scient. Jnstrum., 28, 270 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Э. В. ТЕОДОРОВИЧ

ОБЪЕМНЫЕ ПОПРАВКИ К ЛЭМБОВСКОМУ СМЕЩЕНИЮ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ

Экспериментально наблюдаемые значения для лэмбовского смещения $2S_{1/2}-2P_{1/2}$-уровней составляют 1057,77 MHz для водорода и 1059,00 MHz для дейтерия с точностью до 0,10 MHz [1].

Теоретически это находит свое объяснение во взаимодействии электрона с флуктуациями фотонного и электронно-позитронного вакуумов. При этом следует принять во внимание массовые поправки и релятивистские поправки в задаче двух тел, посчитанные впервые Сальпетером [2], а также учесть влияние отдачи ядра [3]. До недавнего времени имелось расхождение между экспериментальным и теоретическим значениями для Лэмбовского сдвига порядка 0,6 MHz, которое не находило объяснения.

В настоящее время с учетом нового значения магнитного момента электрона, оцененного Петерманом и пересчитанного недавно Зоммерфельдом [4]:

$$\mu_l = \mu_0\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}328\,\frac{\alpha^2}{\pi^2}\right) = 1{,}0011596\mu_0$$

и находящегося в согласии с последними экспериментальными данными работы Франкена и Либеса [5]:

$$\mu_l = \mu_0 (1{,}001165 \pm 0{,}000011),$$

было получено новое значение постоянной тонкой структуры — $\frac{1}{\alpha} = 137{,}039$ вместо $\frac{1}{\alpha} = 137{,}036$ — и новое значение для электромагнитных поправок высшего порядка к лэмбовскому сдвигу. В результате получаем 1057,82 MHz для водорода и 1058,47 MHz для дейтерия, однако еще без учета объема ядра.

Как было указано некоторое время назад Иваненко и Колесниковым [6], а также в работах группы Швингера, важно учесть поправку к лэмбовскому сдвигу, обязанную распределению заряда в ядре дейтерия. Кроме того, появившиеся в последнее время эксперименты группы Хофстадтера по рассеянию электронов высоких энергий на протонах указывают на распределение заряда внутри протонов в области с квадратичным радиусом распределения $\bar{r} = 0{,}77 \cdot 10^{-13}$ см [7].

Учет объема ядра в случае дейтерия проводился ранее по методу теории возмущений [2, 8], которая для сдвига уровня дает формулу в виде $\Delta\varepsilon = \frac{\alpha}{3} |\psi(0)|^2 \bar{r}^2$, где $\bar{r}$ — средний квадратичный радиус распределения заряда.

Ввиду наличия достаточно точного измерения лэмбовского сдвига, зависящего от ряда важных характеристик элементарных частиц (магнитного момента, заряда, структуры частицы), представляется важным произвести более точный учет влияния объемов ядра и протона и, в частности, учесть искажение волновой функции электрона за счет размазанности заряда ядра и протона.

Для получения формулы объемных поправок использовали метод так называемых уточненных волновых функций [6, 9, 10]. В этом методе ищется решение для внешней области, где поле чисто кулоновское, и внутренней, где за счет размазанности заряда поле отлично от кулоновского. Сшивая решения, найдем объемную поправку к уровню энергии.

Для внешней области решение выбиралось в виде комбинации функций Уиттекера, экспоненциально сходящихся на бесконечности при любых значениях главного квантового числа n, которое при целых n переходит в обычное решение в виде комбинаций гипергеометрических функций.

Изменение энергии уровня определяется изменением n по сравнению с чисто кулоновским:

$$\Delta\varepsilon^{(1)} = \alpha^2 mc^2 \frac{\Delta n}{n^3}. \tag{1}$$

Из условия сшивания решений для случая S-уровней получаем

$$\Delta n = 2\alpha^4 \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \left(1 + \frac{2}{\alpha}\frac{f(R)}{g(R)}\right), \tag{2}$$

где $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$, R — радиус сшивания, f и g — радиальные компоненты решения уравнения Дирака.

Во внутренней области с достаточной точностью можно положить $g = a$;

$$f = \alpha a \frac{1}{r^2} \int_0^r V(x)\, x^2 dx, \tag{3}$$

где

$$V(x) = \int \frac{\rho(x)}{|\mathbf{r} - \mathbf{x}|} d\mathbf{x}, \tag{4}$$

что дает

$$\Delta n = \frac{2}{3} \frac{\alpha^4}{r_0^2} \left(\int_0^R \rho(x)\, x^4 dx\right) \left(\int_0^R \rho(x)\, x^2 dx\right)^{-1}, \tag{5}$$

или, взяв R достаточно большим по сравнению с областью распределения заряда,

$$\Delta n = \frac{2}{3}\alpha^4 \left(\frac{\bar{r}}{r_0}\right)^2. \tag{5a}$$

Подставив Δn в формулу для $\Delta\varepsilon^{(1)}$, получаем результат, совпадающий с теорией возмущений.

Однако следует подчеркнуть, что при помощи метода уточненных функций имеется возможность учесть дополнительный сдвиг, связанный с искажением волновой функции внутри размазанного ядра и протона. Для этой части поправки была получена формула

$$\Delta\varepsilon^{(2)} = -\Delta\varepsilon_0 \alpha^2 \left\{\frac{4}{3}\frac{\bar{r}^2}{r_0^2} + \frac{2}{r_0} \iint |\mathbf{x} - \mathbf{r}|\, \rho(x)\, \rho(r)\, d\mathbf{x}\, d\mathbf{r} - \right.$$
$$\left. - \int \rho(r)\, d\mathbf{r} \left[\frac{1}{r^2} \int_0^r \left[x^2 dx \int \frac{\rho(y)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} d\mathbf{y}\right]\right]^2\right\}, \tag{6}$$

где первый член учитывает вклад изменения нормировки волновой функции $\frac{\Delta N}{N} = -\frac{\Delta n}{\alpha^2}$, второй — изменение главной радиальной компоненты g решения уравнения Дирака, третий обязан влиянию малой f-компоненты.

Следует отметить, что полученная нами формула для $\Delta\varepsilon^{(2)}$ применима в теории сверхтонкой структуры и может быть использована для экспериментального определения постоянной тонкой структуры. В работе (10) методом, отличным от нашего, был получен второй член формулы для $\Delta\varepsilon^{(2)}$. Для определения величины $\Delta\varepsilon^{(1)} + \Delta\varepsilon^{(2)}$ использовались результаты работ группы Хофстадтера [7] по определению $\bar{r}$ из рассеяния. Интеграл во втором члене в $\Delta\varepsilon^{(2)}$ для реальных случаев распределения заряда с большой степенью точности равен $\frac{4}{3}\,\bar{r}$, третий член дает максимальный вклад порядка 0,006 MHz и на данной стадии сравнения с экспериментом может быть опущен.

Таким образом, учет объемной поправки к лэмбовскому смещению требует знания только среднего квадратичного радиуса распределения заряда. Для случая водорода и дейтерия из работ Хофстадтера имеем, соответственно, $\bar{r}_{\text{H}} = 0{,}77 \cdot 10^{-13}$ км и $\bar{r}_{\text{D}} = 1{,}96 \cdot 10^{-13}$ см. Нами также была вычислена объемная поправка в тритии, для которого с учетом объема протона значение $\bar{r}_{\text{T}} = 1{,}42 \cdot 10^{-13}$ см получено с помощью волновой функции вариационного метода.

В результате учета объемных поправок имеем окончательно наилучшие с точки зрения современной теории значения лэмбовского сдвига:

$$S_{\text{H}} = 1057{,}90 \pm 0{,}13,$$

$$S_{\text{D}} = 1057{,}10 \pm 0{,}13,$$

$$S_{\text{T}} = 1058{,}99 \pm 0{,}13.$$

Следует отметить, что возможности эксперимента по определению лэмбовского сдвига еще не исчерпаны и повышение точности эксперимента может дать сведения не только о величине области распределения заряда, но и о характере этого распределения, а также о структуре других элементарных частиц, и в первую очередь нейтрона и электрона.

Кафедра статистической физики и механики
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Triebwasser S., Dayhoff E., Lamb W., Phys. Rev., 89, 98 (1953).
2. Salpeter E., Phys. Rev., 89, 92 (1953).
3. Fulton T., Martin P., Phys. Rev., 95, 811 (1954).
4. Sommerfield C., Phys. Rev., 107, 328 (1957).
5. Frankel P., Liebes S., Phys. Rev., 104, 1197 (1956).
6. Иваненко Д., Колесников Н., Докл. АН СССР, 91, 47 (1953).
7. Chambers E., Hofstadter R., Phys. Rev., 103, 1454 (1956).
8. Aron W., Zuchelli A., Phys. Rev., 105, 1681 (1957).
9. Соколов А., Иваненко Д., Квантовая теория поля, ч. II, гл. III, § 7. М.— Л., 1952.
10. Теодорович Э. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 33, 823 (1957).
11. Zemach A., Phys. Rev., 104, 1771 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. ЖЕРНОВОЙ, Ю. С. ЕГОРОВ и Г. Д. ЛАТЫШЕВ

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ НУТАЦИИ

Принцип измерения магнитного поля методом нутации описан в работе [1].

Непрерывный поток воды последовательно проходит через сильное подмагничивающее поле, объем, помещенный в измеряемое поле, с наложенным поперечным высокочастотным полем (датчик нутации) и после этого поступает в обычную установку для наблюдения ядерного резонанса (рис. 1). Амплитуда сигнала ядерного резонанса пропорциональна проекции на направление внешнего поля вектора суммарного магнитного момента ядер в единице объема воды, входящей в датчик ядерного магнитного резонанса.

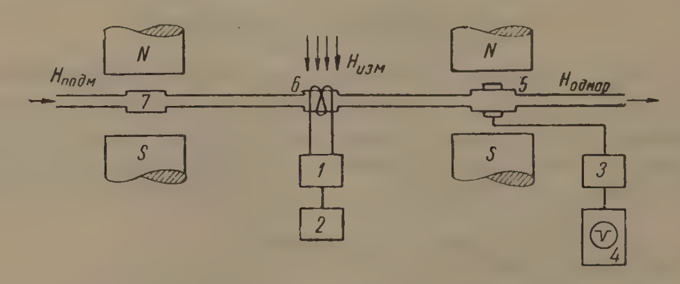


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения неоднородных магнитных полей: *1* — генератор высокой частоты, *2* — измеритель частоты, *3* — детектор ЯМР, *4* — осциллограф, *5* — датчик ЯМР, *6* — датчик нутации, *7* — объем в подмагничивающем поле

Если пренебречь процессами релаксации, то из решения уравнения Блоха во вращающейся системе координат для ядер, выходящих из датчика нутации, эта проекция имеет следующее выражение:

$$M_z = M_0 \left[1 - \frac{H_1^2}{H_1^2 + \Delta H^2} \left(\cos \gamma \sqrt{H_1^2 + \Delta H^2}\, \frac{V_{\text{н}}}{Q} - 1 \right) \right], \tag{1}$$

где H_1 — половина амплитуды осциллирующего поля, ΔH — отличие напряженности внешнего поля от резонансной, γ — гиромагнитное отношение прогона, $V_{\text{н}}$ — объем датчика нутации, Q — расход воды в системе, M_0 — величина суммарного магнитного момента ядер в единице объема воды, входящей в датчик нутации.

При условии точного резонанса в однородном поле первый отрицательный сигнал абсорбции появляется, если

$$\gamma H_1 \frac{V_{\text{н}}}{Q} = \pi. \tag{2}$$

При соблюдении этого условия величина M_z / M_0 из выражения (1) как функция $\Delta H / H_1$ приведена на рис. 2, из которого видно, что сигнал абсорбции может иметь отрицательную полярность лишь при сдвиге поля от резонансного на $\Delta H < 0{,}8 H_1$.

При $0{,}8 H_1 < \Delta H < 1{,}5 H_1$ сигнал лишь уменьшается по амплитуде.

Таким образом, при изменении поля (или, соответственно, частоты) на протяжении участка $\Delta H = 3 H_1$ мы будем наблюдать изменение сигнала абсорбции. Вне этой зоны эффект нутации практически отсутствует.

Положение центра области нутации в худшем случае может быть определено с точностью до 10%.

Исходя из этого, погрешность измерения в однородном поле

$$\sigma_{\text{одн}} = 0{,}3 H_1. \qquad (3)$$

Из выражения (2)

$$H_1 = \frac{Q\pi}{\gamma V_{\text{н}}}, \qquad (4)$$

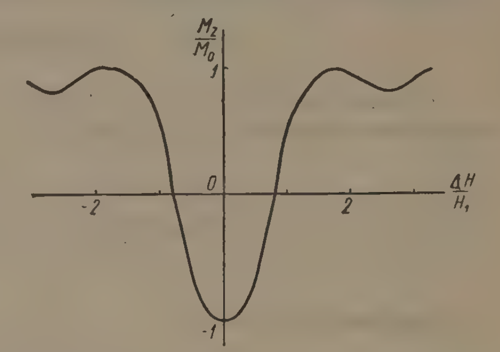


Рис. 2. График амплитуды первого экстремума нутации в однородном поле как функции сдвига поля от резонансного значения

откуда

$$\sigma_{\text{одн}} = 0{,}3 \frac{\pi}{\gamma} \frac{Q}{V_{\text{н}}} = 3{,}5 \cdot 10^{-5} \, [\text{Oe сек}^{-1}] \frac{Q}{V_{\text{н}}}. \qquad (5)$$

Рассмотрим случай неоднородного поля.

Пусть датчик имеет цилиндрическую форму с диаметром d и длиной l. Течение воды направлено вдоль датчика. Присутствие поперечной неоднородности с градиентом K_d требует выполнения условия

$$dK_d \leqslant 1{,}5 H_1. \qquad (6)$$

В противном случае эффект нутации сильно ослабляется. При этом погрешность измерения

$$\sigma = 0{,}1 (dK_d + 3 H_1). \qquad (7)$$

При продольной неоднородности с градиентом K_l погрешность измерения

$$\sigma = 0{,}1 (lK_l + 3 H_1). \qquad (8)$$

Если присутствуют обе неоднородности, то

$$\sigma = 0{,}1 (lK_l + dK_d + 3 H_1). \qquad (9)$$

В неоднородном поле выражение (2) перестает быть справедливым по двум причинам: во-первых, появление поперечной неоднородности поля ΔH уменьшает время релаксации T_2^* до величины $T_2^* \sim \frac{1}{\gamma \Delta H}$, во-вторых, условие точного резонанса уже не может удовлетворяться во всех точках датчика нутации, а из выражения (1) видно, что отличие поля от резонансного на ΔH делает частоту нутации равной

$$\Omega = \gamma \sqrt{H_1^2 + \Delta H^2}. \qquad (10)$$

Оценка влияния релаксации на процесс нутации показывает, что при выполнении условия (6) это влияние является несущественным.

Если резонансные условия удовлетворяются в центре датчика, то расстройка поля от резонансного имеет вид

$$\Delta H(x, y) = K_l x + K_d y, \tag{11}$$

где x и y — продольная и поперечная координаты, отсчитываемые по осям, параллельным, соответственно, K_l и K_d, с началом в центре датчика.

Расстройка, усредненная по сечению,

$$\overline{\Delta H}(x) = K_l x. \tag{12}$$

С учетом выражений (10) и (12) получим угол нутации удельного суммарного магнитного момента ядер, выходящих из датчика нутации:

$$\theta = \frac{\gamma \pi d^2}{4Q} \int\limits_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} \sqrt{H_1^2 + K_l x}\, dx. \tag{13}$$

После интегрирования

$$\theta = \frac{\gamma H_1 l \pi d^2}{4Q} m, \tag{14}$$

где

$$m = \frac{1}{2}\left\{\sqrt{1 - \frac{b^2}{4}} + b \ln\left(\frac{\sqrt{1 + \frac{b^2}{4}} + \frac{b}{2}}{\sqrt{1 + \frac{b^2}{4}} - \frac{b}{2}}\right)\right\}, \tag{15}$$

а

$$b = \frac{K_l l}{H_1}.$$

При выполнении условия для первого отрицательного сигнала нутации ($\theta = \pi$) получим выражение для амплитуды осциллирующего поля:

$$H_1 = \frac{4Q}{\gamma l d^2 m}. \tag{16}$$

Подставив (16) в (9), получим погрешность измерения в неоднородном поле:

$$\sigma = 0{,}1\left(K_l l + K_d d + \frac{12Q}{\gamma m l d^2}\right). \tag{17}$$

Рассмотрение оптимальных условий с учетом требования (6) дает выражения для размеров датчика, при которых ошибка минимальна:

$$d_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{6Q}{\gamma l m K_d}}; \tag{18}$$

$$l_{\text{опт}} = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{12Q}{\gamma m K_l}}; \tag{19}$$

при этом $m = 1{,}07$.

Из уравнений (18) и (19) можно выразить зависимость оптимальных параметров датчика нутации и минимальной погрешности измерения от расхода воды и неоднородности магнитного поля.

Если продольный и поперечный градиенты связаны между собой $K_d = aK_l$, то

$$l_{\text{опт}} = \sqrt[4]{\frac{45Qa^2}{\gamma K_l}} = 0{,}2\,[\text{Oe}^{1/4}\,\text{сек}^{1/4}]\sqrt[4]{\frac{Qa^2}{K_l}}, \tag{20}$$

$$d_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{2,8\,Q}{\gamma a^2 K_l}} = 0,1\,[\text{Oe}^{1/4}\,\text{сек}^{1/4}]\,\sqrt[4]{\frac{Q}{a^2 K_l}}\,, \tag{21}$$

$$H_{1\,\text{опт}} = \sqrt{\frac{0,6\,Qa^2K_l^3}{\gamma}} = 0,07\,[\text{Oe}^{1/4}\,\text{сек}^{1/4}]\,\sqrt[4]{Qa^2K_l^3}\,, \tag{22}$$

$$\sigma_{\min} = 0,05\,[\text{Oe}^{1/4}\,\text{сек}^{1/4}]\,\sqrt{Qa^2K_l^3}. \tag{23}$$

Оптимальные параметры просто связаны между собой:

$$K_l l_{\text{опт}} = 2\,K_d d_{\text{опт}} = 3\,H_1;$$

$$\sigma_{\min} = 0,25\,K_l l_{\text{опт}} = 0,5\,K_d d_{\text{опт}} = 0,75\,H_1.$$

В табл. 1 приведены величины оптимальных параметров для нескольких значений Q, K_l и a: Q выбирается из условий получения хорошего сигнала с датчика абсорбции [2]; K_l задается геометрией измеряемого поля; a зависит от расположения датчика нутации.

Таблица 1

Оптимальные параметры датчика нутации

$Q = 100$ см³ сек⁻¹, $a = 1$						$Q = 100$ см³ см⁻¹, $a = 0,1$					
K_l, Oe см⁻¹	100	10	1	0,1	0,01	Kl, Oe см⁻¹	100	10	1	0,1	0,01
l, см	0,20	0,35	0,63	1,1	2,0	l, см	0,07	0,12	0,20	0,35	0,63
d, см	0,10	0,17	0,31	0,55	1,0	d, см	0,4	0,6	1,0	1,7	3,1
σ, Oe	5	0,8	0,16	0,02	0,004	σ, Oe	1,5	0,26	0,05	0,006	0,002
H_1, Oe	8	1,3	0,25	0,03	0,006	H_1, Oe	2,3	0,36	0,07	0,01	0,002

Очевидно, что течение воды выгоднее направить по направлению градиента внешнего поля.

В табл. 2 приведена зависимость относительной ошибки измерения поля от его напряженности $H_{\text{изм}}$ при неоднородности 10^{-2} см$^{-1}$. Ошибка при этом определяется как $\sigma_{\min}/H_{\text{изм}}$.

Таблица 2

Зависимость относительной ошибки измерения поля от его напряженности

$Q = 100$ см³ сек⁻¹, $a = 0,1$, неоднородность 10^{-2}см⁻¹

$H_{\text{изм}}$, Oe	10 000	1000	100	10	1
$\frac{\sigma}{H_{\text{изм}}}$	$1,5\cdot10^{-4}$	$2,6\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-4}$	$6\cdot10^{-4}$	10^{-3}

Если параметры датчика отличны от оптимальных, то ошибка должна находиться из выражения (17).

При конструировании таких датчиков необходимо соблюдать условие

$$l < \frac{6\,mQ}{\gamma K_d d^3}\,.$$

Если датчик имеет форму параллелепипеда со сторонами a, b, l, поле имеет градиенты в направлениях, параллельных сторонам K_a, K_b, K_l, соответственно, и вода течет вдоль l, то оптимальные параметры можно найти из следующих условий:

$$Q_{\text{опт}} = \frac{1{,}5\,H_1}{K_a}\,,\ b_{\text{опт}} = \frac{1{,}5\,H_1}{K_b}\,,\ l_{\text{опт}} = \frac{3\,H_1}{K_l}\,;$$

$$H_1 = \sqrt[4]{\frac{\pi Q}{\gamma\, 6{,}7} K_a K_b K_l} = 0{,}07\,[\text{Oe}^{1/4}\,\text{сек}^{1/4}]\ \sqrt[4]{Q K_a K_b K_l};$$

$$\sigma_{\min} = 0{,}75\,H_1.$$

Из приведенных результатов следует, что метод может дать хорошие результаты при абсолютном измерении полей с резко выраженным градиентом.

Независимость эффекта нутации от напряженности внешнего поля делает этот метод полезным при абсолютном измерении очень слабых полей.

Практически точность измерения может быть сделана в несколько раз большей, чем следует из выведенных формул, так как допущения, принятые при выводе, заведомо завышают погрешность измерений. Это особенно касается слабых полей, где оптимальные параметры датчиков являются реально осуществимыми. Результаты предварительных экспериментов не противоречат вышеприведенным данным.

Ленинградский институт
инженеров железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., ПТЭ, *5*. (1958).
2. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., ПТЭ, *5*, 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. ЖЕРНОВОЙ и Г. Д. ЛАТЫШЕВ

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПИН-РЕШЕТОЧНОГО ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИЙ ЖИДКОСТЕЙ

При использовании датчика с проточным резонирующим веществом [1] возникает возможность простого измерения продольного времени релаксации.

Если V_1 — объем, помещенный в сильное поляризующее поле H_1; H_3 — слабое однородное поле, в котором находится датчик ядерного резонанса; V_3 — объем, проходимый жидкостью в поле H_3 до поступления в датчик; V_2 — объем, находящийся в рассеянном поле H_2 между полями H_1 и H_3, то при выполнении условий $H_2 \ll H_1 e^{\frac{-V_2}{QT_1}}$,

$$\left(1 - e^{\frac{-V_3}{QT_1}}\right) H_3 \ll H_1 e^{\frac{-V_2}{QT_1}}$$

амплитуда сигнала ядерного магнитного резонанса

$$A_c \sim H_1 e^{\frac{-V_2}{QT_1}} \left(1 - e^{\frac{-V_1}{QT_1}}\right),$$

где Q — расход жидкости.

Справедливость этого выражения проверена экспериментально.

Изучая зависимость амплитуды сигнала от объема V_2 или V_1, при постоянном Q, можно определять абсолютные значения продольного времени релаксации $> 0{,}05$ сек с точностью до нескольких процентов.

Достоинствами метода являются: доступность при наличии любой схемы ЯМР, отсутствие погрешности из-за воздействия высокочастотного поля на релаксацию ядер, возможность измерять T_1 для ядер, находящихся в любом магнитном поле, начиная с практически равного нулю.

Измеренные для проверки времена релаксации не противоречат полученным другими методами.

Методика удобна для исследования сольватации, комплексообразования химических реакций, катализа и т. п.

Ленинградский институт
инженеров железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., ПТЭ, *5* (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. И. ЖЕРНОВОЙ и Г. Д. ЛАТЫШЕВ

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПИН-СПИНОВОГО ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ЖИДКОСТЕЙ

Время релаксации является условной величиной, характеризующей сложные внутренние взаимодействия в веществе.

Измерение его при различных условиях дает возможность более полно судить об этих взаимодействиях.

Предлагаемая нами методика, в отличие от всех остальных [1—4] позволяет определять спин-спиновое время релаксации для ядер, находящихся в очень слабом магнитном поле, принципиально близком к нулю. Она доступна при наличии любой схемы регистрации ядерного резонанса, но применима лишь для жидких образцов с $T_1 > 0{,}05$ сек (T_1 — спин-решеточное время релаксации).

Исследуемое вещество поступает в сильное магнитное поле на время, достаточное для полной поляризации ядер, а затем перетекает по соединительной трубке в объем V, находящийся в очень слабом однородном поле, экранированном от внешних полей.

Неоднородность этого поля поперек течения жидкости не должна превышать величину $\frac{1}{\gamma T_2}$, где γ — гиромагнитное отношение исследуемых ядер, T_2 — измеряемое время релаксации. Обеспечение этого условия облегчается с уменьшением напряженности поля.

При входе в объем V действием резонансного осциллирующего поля суммарный магнитный момент ядер поворачивается перпендикулярно внешнему магнитному полю, а при выходе таким же путем делается опять параллельным ему.

Если Q — расход жидкости, то за время пребывания в объеме V суммарный магнитный момент ядер уменьшается в $e^{\frac{-V}{QT_2}}$ раз. Об его величине можно судить по амплитуде сигнала ЯМР с датчика ядерного резонанса, находящегося в слабом однородном поле, в который жидкость поступает из объема V. Если при объемах V, равных V_1 и V_2, наблюдаются амплитуды сигнала ЯМР, соответственно, A_1 и A_2, то

$$T_2 = \frac{V_2 - V_1}{Q \ln \frac{A_1}{A_2}}.$$

При $T_2 < 0{,}01$ сек, когда требуется слишком малый объем V, можно, используя только одно из осциллирующих полей, определять T_2 по зависимости амплитуды сигнала нутации от расхода жидкости, как это делалось нами в работе [5].

Ленинградский институт
инженеров железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Blombergen N., Purcell E. M., Pound R. V., Phys. Rev., 73, 679 (1948).
2. Gabillard, Rev. scient., вып. 5 (1952).
3. Torrey H. C., Phys. Rev., 76, 1059 (1949).
4. Hahn E. L., Phys. Rev., 80, 580 (1950).
5. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., ПТЭ, 5, 1958 г.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. С. ШПИНЕЛЬ

СМЕЩЕНИЕ УРОВНЕЙ И ВЕРОЯТНОСТИ СООТВЕТСТВЕННЫХ β- и γ-ПЕРЕХОДОВ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Модель независимых частиц качественно объясняет многие свойства низколежащих уровней ядра. Однако количественного объяснения пока не было получено, за исключением случая сильно деформированных ядер, которые успешно описываются обобщенной моделью ядра.

Для уточнения оболочечной модели важно выявить новые эмпирические закономерности.

В настоящей работе произведены систематика и анализ экспериментальных данных, относящихся к возбужденным состояниям нечетных ядер, расположенных вблизи замкнутых оболочек. Аналогичные вопросы рассматривались раньше в работах [1—4].

Исходя из модели независимых частиц, можно было ожидать, что ядра с одинаковым числом нечетных частиц сверх замкнутой оболочки будут иметь подобные спектры состояний. Такие ядра с одним и тем же числом нечетных частиц могут иметь либо четное число нейтронов, либо четное число протонов. В настоящее время уже известно довольно много примеров, когда для указанных ядер наблюдаются соответственные уровни и последовательности уровней. С изменением числа пар в четной группе нуклонов расстояния между соответственными уровнями и их свойства будут меняться. Представляется интересным выяснить характер этих изменений.

Смещение уровней

Наблюдаемое на опыте относительное смещение уровней, связанное с прибавлением к ядру частицы, можно интерпретировать на основе следующей модели.

Рассмотрим сначала два ядра, у которых в нечетной группе частиц содержится одно и то же число нейтронов, а четное число протонов отличается на одну пару протонов, находящихся в состоянии j_p, с результирующим полным моментом $I_p = 0$. Эта пара частиц, в общем случае, будет взаимодействовать с нечетной группой частиц и с остальными частицами. Энергия взаимодействия должна зависеть от состояний, в которых находится рассматриваемая пара протонов и другие частицы. Взаимодействие с частицами, состояния которых остаются неизменными для различных уровней ядра, может вызвать только общее смещение всего спектра на постоянную величину для всех уровней. Очевидно, только взаимодействие с нечетной группой нейтронов, состояния которых изменяются при переходе от одного возбужденного уровня к другому, может вызвать относительное смещение уровней.

Рассмотрим расстояние между двумя уровнями в ядре (Z, N) и расстояние между соответственными уровнями в ядре $(Z + 2, N)$, где Z — четное число протонов. Учитывая сказанное выше, мы можем энергию состояния с определенным значением j_n в ядре $(Z + 2, N)$, $E_{j_n}(Z + 2, N)$ выразить через энергию соответственного состояния $E_{j_n}(Z, N)$ в ядре (Z, N) и энергию дополнительного взаимодействия следующим образом:

$$E_j(Z + 2, N) = E_j(Z, N) + H_{j_p}(Z, N) + V_{jj_p}(Z, N), \qquad (1)$$

где $H_{j_p^2}(Z, N)$ — энергия взаимодействия пары протонов с остовом, а $V_{jj_p^2}(Z, N)$ — энергия взаимодействия нечетного нейтрона в состоянии j_n с парой протонов в состоянии j_p. Для расстояния между уровнями j и j' в ядре $(Z+2, N)$ можно записать:

$$E_j(Z+2,N) - E_{j'}(Z+2,N) = \Delta_{jj'}(Z+2,N) = \Delta_{jj'}(Z,N) + \\ + \Delta V_{jj',j_p^2}(Z,N). \quad (2)$$

Отсюда видно, что относительное смещение уровней, в принятом нами приближении, определяется разностью величин взаимодействия

$$\Delta V_{jj',j_p^2}(Z,N) = V_{j,j_p^2}(Z,N) - V_{j',j_p^2}(Z,N) \quad (3)$$

в состояниях j и j'. Если к ядру (Z, N) добавлено n пар протонов на уровень j_p, то для расстояния между уровнями jj' в общем виде можно записать:

$$\Delta_{jj'}(Z+2n,N) = \Delta_{jj'}(Z,N) + n\Delta V_{jj',j_p^2}(Z,N) + \\ + \sum_{n=1}^{2(n-1)} [\Delta V_{jj',j_p^2}(Z+2(n-1),N) - \Delta V_{jj',j_p^2}(Z,N)]. \quad (4)$$

Появление в выражении (4) суммы членов, содержащих изменение величины $\Delta V_{jj',j_p^2}$ при изменении Z обусловлено тем, что взаимодействие между нечетной частицей и парой протонов может зависеть от числа протонов в остове. Если пренебречь этой зависимостью, то относительное смещение уровней будет определяться только вторым членом в (4), пропорциональным n. В этом случае график зависимости расстояния между соответственными уровнями от четного числа частиц (который в дальнейшем будем называть графиком смещений), находящихся в состояниях с одинаковым j_p, должен иметь вид прямой линии. При изменении уровня j_p, на котором находится последняя пара протонов, на графике смещений должен наблюдаться излом, связанный с зависимостью величины $\Delta V_{jj',j_p^2}$ от j_p.

Аналогичные соображения применимы также в случае нечетного Z и четного N, т. е. к изотопам, отличающимся на четное число нейтронов.

На рис. 1—6 представлены графики смещений, построенные нами по литературным данным [5]. График смещений для протонных уровней $g_{9/2} - p_{1/2}$ в зависимости от четного числа нейтронов изображен на рис. 1. Здесь числа у кривых, относящихся к различным изотопам,— это числа протонов. Возле цифр, обозначающих четные числа нейтронов, указан уровень, на котором находится последняя пара нейтронов по схеме Майер. Аналогичный график приведен в работе [2], в которой предполагается, что уровни $g_{9/2} - p_{1/2}$ в Nb^{91} обращены по отношению к соответственным уровням остальных изотопов ниобия и что основным состоянием Tc^{97} является $g_{9/2}$. Кроме того, на этом графике отсутствует точка, соответствующая Tc^{93}, исследованному в более поздних работах. Такие предположения были сделаны, чтобы получить для кривых смещений ниобия $(Z = 41)$ и технеция $(Z = 43)$ максимум при $N = 50$. Если же учесть точку для Tc^{93} и принять порядок уровней, полученный в работах [6, 7], то максимум кривой для изотопов ниобия получается при $N = 52$, а для изотопов технеция — при $N = 52$ (как показано на рис. 1), либо при $N = 54$, если для основного состояния Tc^{97} принять состояние $p_{1/2}$. На рис. 2 и 3 изображены графики смещений для последовательных уровней $3s_{1/2} - 2d_{3/2} - 2d_{5/2}$ в изотопах Tl и последовательных уровней $1g_{7/2} - 2d_{5/2} - 2d_{3/2}$ в изотопах Cs, соответственно.

Во всех приведенных случаях экспериментальные точки на графиках смещений ложатся не на прямые линии, а на изогнутые кривые. Излом, наблюдаемый на кривой при $N = 50$, для изотопов иттрия ($Z = 39$) представляется вполне естественным, так как в Y^{89} последняя пара нейтро-

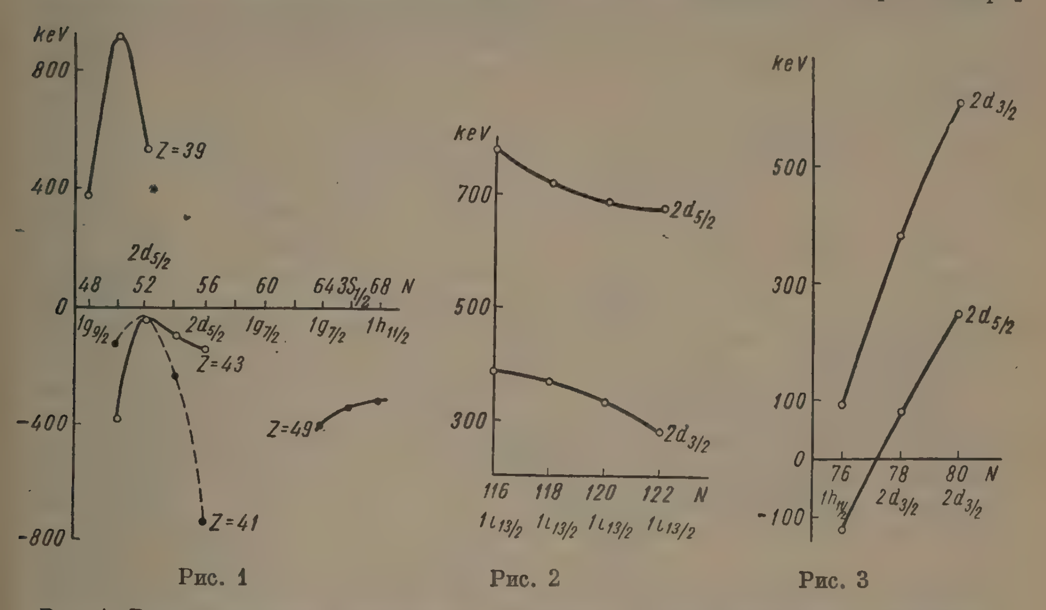


Рис. 1 Рис. 2 Рис. 3

Рис. 1. Расстояния между протонными уровнями $g_{9/2} - p_{1/2}$ в изотопах с нечетным Z в зависимости от четного числа нейтронов N (графики смещений). Число протонов Z указано для каждой кривой. Приведенная на графике последовательность нейтронных уровней взята по схеме Майер

Рис. 2. График смещений для последовательных протонных уровней $3s_{1/2} - 2d_{3/2} - 2d_{5/2}$ в изотопах Tl ($Z = 81$)

Рис. 3. График смещений для последовательных протонных уровней $1g_{7/2} - 2d_{5/2} - 2d_{3/2}$ в изотопах Cs ($Z = 55$)

нов находится на уровне $1g_{9/2}$ и завершает заполнение оболочки из 50 нейтронов, а в Y^{91} последняя пара нейтронов, на уровне $2d_{5/2}$ начинает заполнение новой оболочки. По этой же причине кривые для изотопов Nb и Tc должны были бы иметь максимумы тоже при $N = 50$, чего, однако, не наблюдается. Изменения в положении максимума на этих кривых, по-видимому, отражают изменения в порядке заполнения нейтронных уровней $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$. В настоящее время нет прямых указаний о порядке заполнения этих уровней. График смещений для изотопов In имеет вид слабо изогнутой кривой, такой же, как и для изотопов Tl и Cs. У изотопов таллия последняя пара нейтронов попадает на уровень $1i_{13/2}$, а у изотопов цезия — на уровень $2d_{3/2}$. Плавный ход графика смещений для изотопов In указывает на то, что порядок заполнения нейтронных уровней в этой области отличается от указанного на рис. 1 по схеме Майер. У изотопов In^{115} и In^{117} последняя пара нейтронов, очевидно, заполняет один и тот же уровень. Вероятнее всего, что это уровень $1h_{11/2}$.

Графики смещений нейтронных уровней в зависимости от четного числа протонов, изображенные на рис. 4—6, имеют аналогичный характер. График смещений нейтронных уровней $g_{9/2} - p_{1/2}$ в изотонах $N = 49$ (рис. 4) имеет слабые изломы при числах протонов $Z = 38$ и $Z = 40$, соответствующих заполнению протонных уровней $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$. К сожалению, на этом графике для изотонов $N = 39$ и $N = 47$ можно поставить только по две точки. Это не позволяет судить о ходе соответствующих кривых и дает только представление о характере наблюдаемых смещений, имеющих, как видно, общую тенденцию.

Графики смещений для уровней $1h_{11/2}$ и $2d_{3/2}$ в изотонах с числом нейтронов $N = 71$, 73, 75, 77, 79, 81 и для уровней $1i_{13/2} - 2f_{5/2}$ в изотонах с $N = 115$, 117 и 119, приведенные на рис. 5 и 6, имеют также вид изогнутых кривых (числа N указаны на рисунках для каждой кривой).

Резкий скачок обнаруживают смещения уровней $1i_{13/2} - 2f_{5/2}$ при переходе от $Z = 80$ к $Z = 82$, когда уровни $2d_{3/2}$ уже заполнены и последняя пара протонов попадает на уровень $3s_{1/2}$ и завершает заполнение оболочки из 82 протонов.

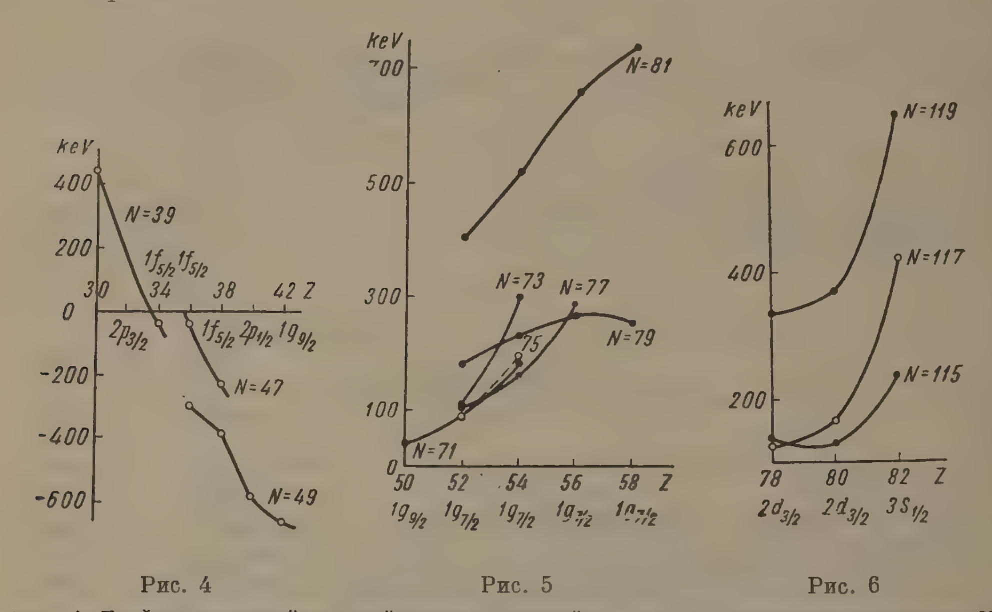


Рис. 4 Рис. 5 Рис. 6

Рис. 4. График смещений для нейтронных уровней $g_{9/2} - p_{1/2}$ в изотопах с нечетным N

Рис. 5. График смещений нейтронных уровней $1h_{11/2} - 2d_{3/2}$ в изотопах с нечетным N

Рис. 6. График смещений нейтронных уровней $1i_{13/2} - 2f_{5/2}$ в изотопах с нечетным N

Приведенные на рис. 1—6 графики позволяют резюмировать следующее: графики смещений имеют вид слабо изогнутых кривых, меняющих свой ход при изменении уровня заполняемого четными частицами. Это свойство может быть использовано для выяснения порядка заполнения уровней в ядре.

Рассмотренные факты показывают, прежде всего, что модель независимых частиц является вполне разумным приближением при рассмотрении даже таких тонких вопросов, как смещение уровней. Отклонение графиков смещений от прямолинейной зависимости, как уже было отмечено, может быть отнесено за счет изменения энергии взаимодействия нечетной частицы с парой протонов при изменении числа частиц в остове. Другими словами, эта энергия взаимодействия в общем случае зависит от потенциальной ямы, в которой находятся взаимодействующие частицы, т. е.

$$\left.\begin{aligned} V_{j,j_{p^2}}(Z, N) &\neq V_{j,j_{p^2}}(Z+2, N) \\ \text{и} \qquad V_{j,j_{n^2}}(Z, N) &\neq V_{j,j_{n^2}}(Z, N+2) \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Вероятности γ-переходов

Учет различного рода взаимодействий означает, что состояния уже нельзя рассматривать как одночастичные. Отклонения от чистых одночастичных волновых функций должны сказаться на вероятности γ-пере-

ходов. Если эти отклонения, как можно предположить из вида графиков смещений, меняются плавно от ядра к ядру, то матричные элементы γ-переходов для этих ядер должны также плавно меняться. Проследить за изменением величины матричных элементов γ-переходов у ядер, представленных на графиках смещений, удается в основном в случае $M4$-переходов, для которых известны необходимые экспериментальные данные по временам жизни. Значения приведенных вероятностей $M4$-переходов $\lg_{10}(\tau_\gamma A^2 E^9{}_\gamma)$ для указанных ядер отложены на рис. 7 и 8 в зависимости от четных чисел нейтронов или протонов, соответственно. Здесь исключена зависимость от энергии и радиуса ядра. На этих рисунках горизонтальная пунктирная черта соответствует теоретическому значению приведенной вероятности, вычисленному по формуле Вайскопфа.

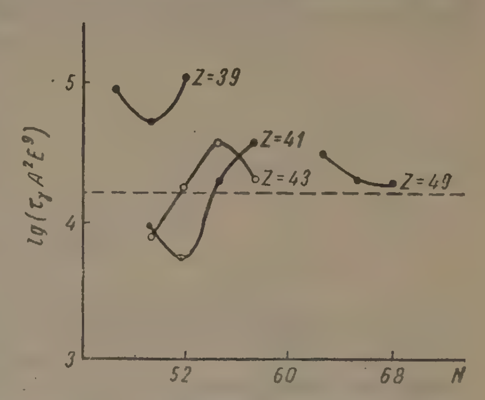


Рис. 7. Приведенные вероятности $M4$-переходов в нечетных изотопах в зависимости от четного числа нейтронов. Число протонов Z указано для каждой кривой. Пунктирная линия соответствует теоретическому значению для одночастичного протонного перехода

Из рисунков видно, что кривые, проведенные по экспериментальным точкам, имеют ожидаемый плавный ход в тех случаях, для которых соответствующие графики смещений имеют плавный ход. Перегибы кривых для изотопов Y, Nb и Tc, по-видимому, коррелируют с отмеченными выше максимумами на графиках смещений. Следует оговорить, что положения

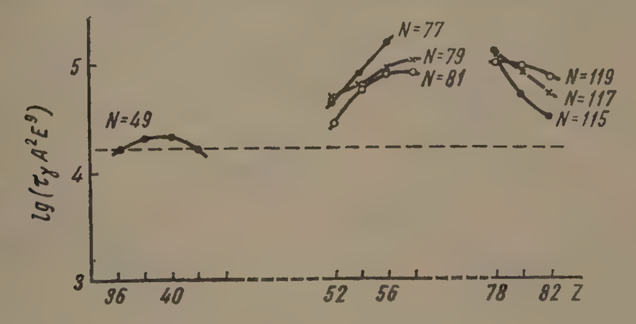


Рис. 8. Приведенные вероятности $M4$-переходов в нечетных изотонах в зависимости от четного числа протонов Z

точек, относящихся к изотопам Nb и Tc (рис. 1 и 7), нельзя считать вполне надежными и, соответственно этому, положения перегибов для этих кривых нельзя считать установленными достоверно. Можно надеяться, что более точные данные приведут к лучшей корреляции между графиками смещений и соответствующими кривыми для вероятностей γ-переходов.

Данные по временам жизни для других γ-переходов между уровнями, представленными на графиках смещений, чрезвычайно ограничены. На рис. 9 отложены приведенные вероятности $M1$-переходов в изотопах Cs в зависимости от четного числа нейтронов, и приведенные вероятности $E3$-переходов, в изотонах $N = 43$ и $N = 45$, в зависимости от четного числа протонов. К сожалению, каждая из кривых на этом рисунке проведена всего лишь по трем точкам. Однако расположение этих точек позволяет думать, что и здесь имеют место определенные регулярности.

Как известно, матричные элементы, относящиеся к определенным мультиполям, заметно флюктуируют для различных ядер. Для матричных элементов $M4$-переходов флюктуации сравнительно невелики. Отмеченная нами зависимость приведенных вероятностей $M4$-переходов (см. также [3]) от числа частиц в ядре проливает свет на природу этих флюктуаций.

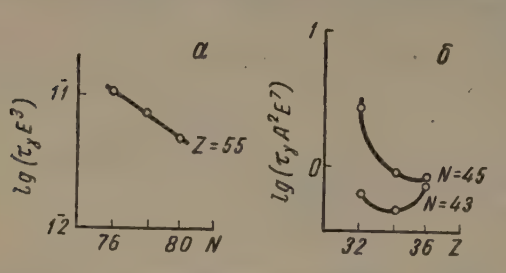


Рис. 9. *а* — приведенные вероятности $M1$-переходов в изотонах Cs в зависимости от четного числа нейтронов; *б* — приведенные вероятности $E3$-переходов в изотопах с нечетным N (указано у кривых) в зависимости от четного Z

Вероятности β-переходов

Плавные изменения волновых функций состояний в рассматриваемых ядрах должны также сказаться на вероятностях соответственных β-переходов. Вероятности β-переходов зависят от волновой функции исходного состояния в одном ядре и волновой функции конечного состояния в другом ядре. Если рассматривать исходные ядра с одинаковым числом нуклонов в нечетной группе частиц, то конечные ядра будут уже отличаться по числу нечетных частиц на 2,4,... частицы и, наоборот, если конечные ядра содержат одинаковое число нечетных

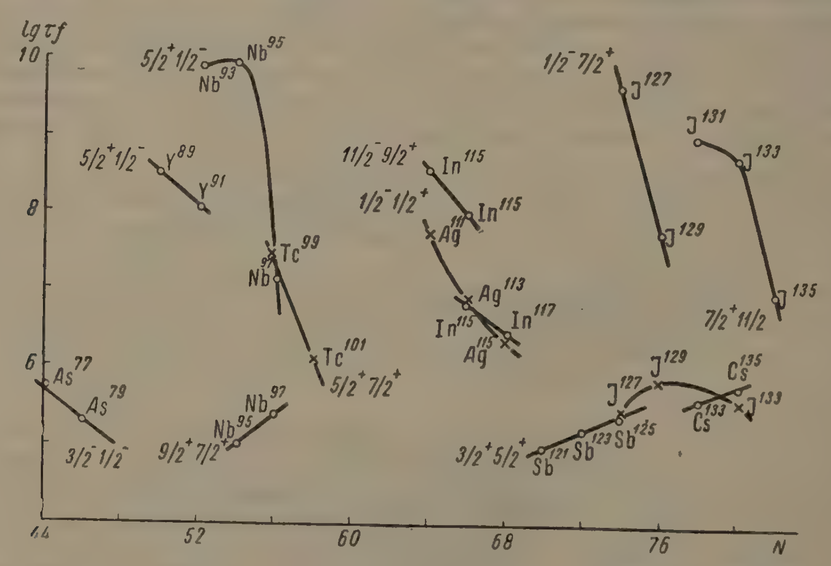


Рис. 10. Значения $\lg \tau f$ для соответственных β-переходов в зависимости от четного N

частиц, то в исходных ядрах число будет неодинаковым. Для сравнения матричных элементов таких β-переходов, которые мы называем соответственными, не удается набрать достаточное число ядер. Большинство собранных нами примеров содержат по два (реже — по три) β-перехода. Графики зависимости величин $\lg \tau f$, для соответственных β-переходов, от четного числа нейтронов, изображенные на рис. 10, показывают, что в большинстве случаев вероятности соответственных β-переходов меняются не очень сильно и, по-видимому, плавно (хотя на каждой кривой имеется не более трех точек).

Однако вероятность β-перехода $Zr^{97} \rightarrow Nb^{97}$ значительно отличается от двух других соответственных β-переходов $Zr^{95} \rightarrow Nb^{95}$ и $Zr^{93} \rightarrow Nb^{93}$. Это отклонение может быть связано с характером заполнения нейтрон-

ных уровней при 56 нейтронах. Аналогичное резкое отклонение наблюдается для β-перехода $J^{135} \to Xe^{135}$ по сравнению с β-переходами $J^{131} \to Xe^{131}$ и $J^{133} \to Xe^{133}$ (переходы $^7/_2{}^+ \to {}^{11}/_2{}^-$). Заметим, что в перечисленных изотопах йода числа нейтронов меняются от 78 до 82. Как уже отмечалось выше, при таком изменении числа нейтронов графики смещений (рис. 6) также меняют свой ход.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Шпинель В. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 24, 90 (1953).
2. Goldhaber M., Hill R. D., Rev. Mod. Phys., 24, 179 (1952).
3. Мазец Е. П., Русинов Л. И., Докл. СССР, 101, 253 (1955).
4. Zeldes N., Nucl. Phys., 2, 1, (1956—57).
5. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
6. Hayward R. W., Hoppes D. D., Ernst H., Phys. Rev., 98, 231 (1955).
7. Levi C., Papineau L., Compt. Rend., 238, 2313 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. Г. БЕРКОВСКИЙ, Л. Г. ЛЕЙТЕЙЗЕН и В. Г. ПОЛЬСКИЙ

ПРОМЫШЛЕННЫЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ УМНОЖИТЕЛИ С УЛУЧШЕННЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ И БОЛЬШИМИ ВЫХОДНЫМИ ТОКАМИ

На прошлогоднем совещании [1] были сообщены предварительные данные о новом тринадцатикаскадном умножителе ФЭУ-33, предназначенном для исследования ядерных процессов, разделенных крайне малыми интервалами времени. Проведенное в последнее время изучение параметров и характеристик ФЭУ-33 дало следующие результаты.

1. Статические параметры

По техническим условиям интегральная чувствительность катодов ФЭУ-33, так же как и ФЭУ-29, должна быть не ниже 30 μA lm^{-1}.

Средняя интегральная чувствительность катодов умножителей, выпущенных за последние 2 месяца, равнялась 40 μA lm^{-1}.

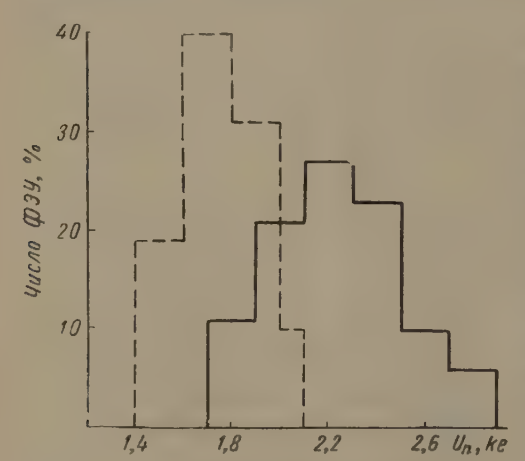


Рис. 1. Распределение партии ФЭУ-33 по напряжениям питания при чувствительности 100 (сплошная линия) и 1000 A lm^{-1} (пунктир)

Интегральная чувствительность ФЭУ контролируется по величине напряжения питания, которое нужно подать на умножитель для получения чувствительности 100 и 1000 A lm^{-1}, что приблизительно соответствует усилениям $3 \cdot 10^6$ и $3 \cdot 10^7$. Измерения проводятся при равномерном распределении напряжения между звеньями делителя. По техническим условиям напряжения питания, соответствующие этим усилениям, не должны превышать 2100 и 2900 V. Фактическое распределение ФЭУ-33 из партии в 124 шт. по напряжениям питания при чувствительности 100 и 1000 Alm^{-1} представлено на рис. 1. Из кривых распределения следует, что чувствительность 100 A lm^{-1} достигается в среднем при напряжении 1700 V, а 1000 A lm^{-1} — в среднем при напряжении 2200 V.

Характеристики зависимости усиления от напряжения питания трех экземпляров ФЭУ-33 изображены на рис. 2 (сплошные кривые). Для сравнения на том же рисунке пунктирными линиями нанесены снятые в тех же условиях характеристики трех четырнадцатикаскадных умножителей RCA-6810, разработанных в последние годы для тех же целей, что и ФЭУ-33. Сопоставление кривых свидетельствует о том, что ФЭУ-33 обеспечивает бóльшие усиления, нежели RCA-6810, при напряжениях, меньших 2000 V, и практически те же усиления при больших напряжениях. Указанное обстоятельство объясняется тем, что при напряжениях,

меньших 150—200 V, коэффициент вторичной эмиссии сурьмяно-цезиевых эмиттеров больше, чем сплавных.

При повышении напряжения коэффициент вторичной эмиссии сплава растет быстрее. Аналогичная картина наблюдается при сопоставлении характеристик усиления ФЭУ-29 (сурьмяно-цезиевые эмиттеры) и ФЭУ той же конструкции, но на сплавных эмиттерах.

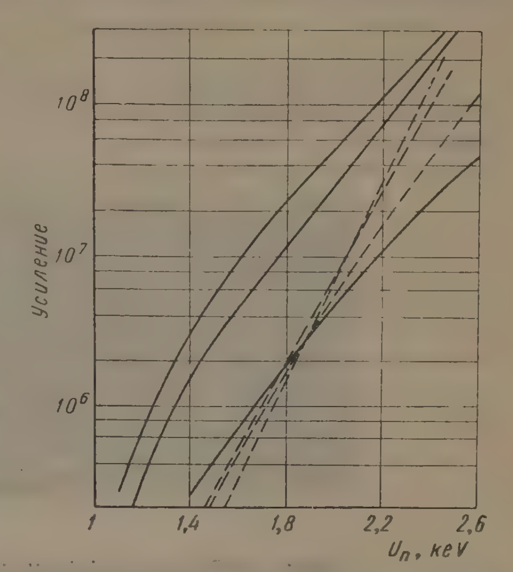


Рис. 2. Характеристики зависимости коэффициентов усиления ФЭУ-33 (сплошные линии) и RCA-6810 (пунктир) от напряжения питания

2. Амплитудное разрешение и шумы

Измерения амплитудного разрешения ФЭУ-33 показали, что по этому параметру ФЭУ-33 практически не уступают другим типам ФЭУ. При работе с кристаллом NaJ (Tl) и препаратом Cs^{137} относительная полуширина линии для подавляющего большинства изученных ФЭУ лежала в пределах 8,5÷11%.

Уровень шумов ФЭУ-33 по шкале NaJ(Tl) — Cs^{137} составляет величину порядка 3÷4 keV (на уровне счета 50 импульсов в секунду).

Измерения импульсных токов ФЭУ-33 проводились при засветке катодов световыми вспышками длительностью порядка 10^{-9} сек с частотой в несколько килогерц. Величины световых потоков были достаточны для получения импульсов, ограниченных объемным зарядом.

Напряжение питания в среднем равнялось 3 kV. Измерения производились при типовом делителе.

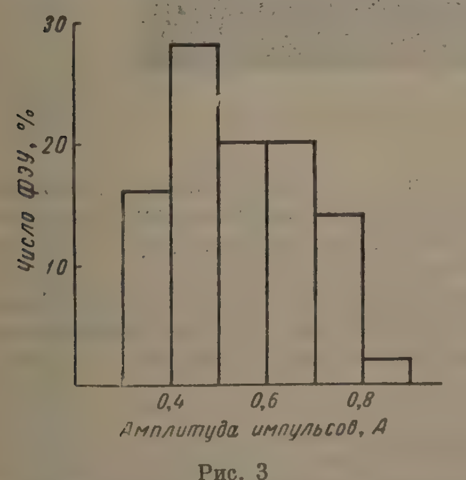


Рис. 3

Рис. 4

Рис. 3. Распределение партии ФЭУ-33 по величинам импульсных выходных токов U_n=2800÷3200 V

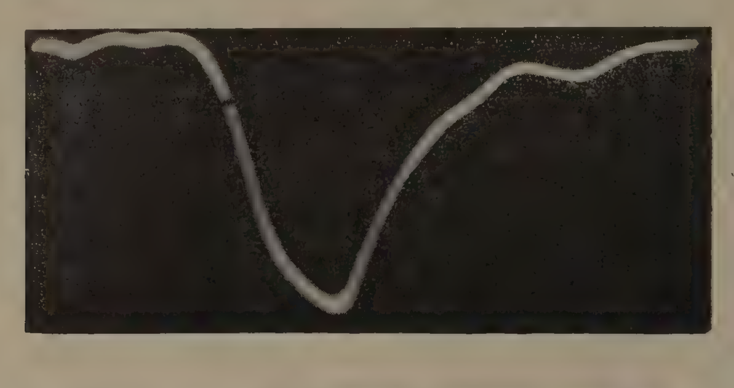
Рис. 4. Характеристики линейности выходных токов ФЭУ-33

Распределение ФЭУ-33 (50 шт.) по величинам импульсных выходных токов изображено на рис. 3. Минимальные величины токов равнялись 0,3 А; максимальные — около 1 А. При подборе индивидуальных делителей с отдельных экземпляров ФЭУ удавалось получать импульсы токов, превышающие 1А.

Исследования линейности выходных токов при общем напряжении порядка 4 kV, из которых 1,5 kV подавались на промежуток последний эмиттер — анод, показали, что ФЭУ-33 линейны в среднем до токов 0,5 А; разброс — от 0,4 до 0,8 А (рис. 4).

3. Временные характеристики

На схеме совпадений при двух ФЭУ-33 с одним кристаллом и препаратом Co^{60} ширина кривой совпадений на полувысоте колеблется в пределах от 2 до 4 ммксек (при 50% эффективности счета).



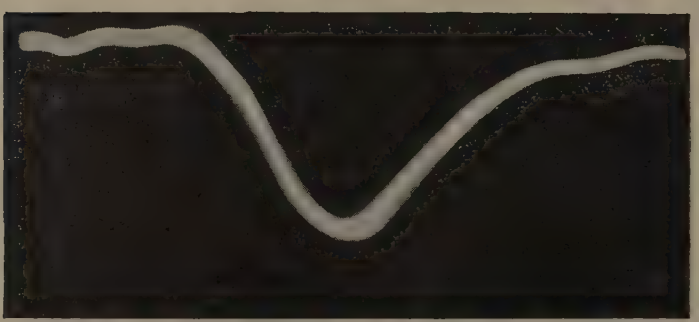


Рис. 5. Осциллограммы импульсов ФЭУ-33

Форма импульсов ФЭУ наблюдалась в нашей лаборатории с помощью скоростного осциллографа. Источником засветки служила искра, используемая при измерении импульсных токов. Фотографии двух анодных импульсов приведены на рис. 5. Данные осциллографирования показали, что фронты импульсов приблизительно равны 2,5÷3 ммксек, а их общая длительность несколько больше 10 ммксек. Форма импульса и появление на его «хвосте» массивного послеимпульса зависит от подбора напряжения на делителе.

Цитированная литература

1. Лейтейзен Л. Г., Берковский А. Г., Брейдо И. Я., Глуховской В. М., Королькова О. С., Тарасова Е. И., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1653 (1957).

А. Г. БЕРКОВСКИЙ, И. Я. БРЕЙДО, Б. М. ГЛУХОВСКОЙ, О. С. КОРОЛЬКОВА, Л. Г. ЛЕЙТЕЙЗЕН и Е. И. ТАРАСОВА

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ПРОМЫШЛЕННЫХ ТИПАХ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ДЛЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

На VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии были доложены основные характеристики новых типов ФЭУ для спектрометрии [1].

В настоящем докладе приводятся новые данные о ранее разработанных и выпускаемых производством типах ФЭУ, а также сведения о новых ФЭУ, разработка которых была закончена в 1957 г.

1. ФЭУ с катодом диаметром 34 мм

В 1957 г. производился массовый выпуск основного спектрометрического типа ФЭУ — ФЭУ-29.

В результате проведенных опытов было найдено типовое распределение напряжений на первых каскадах умножителей, обеспечивающее хорошее амплитудное разрешение. Распределение умножителей по амплитудному разрешению (NaJ (Tl) — Cs^{137}) в типовом режиме питания, рассчитанное по партии в 500 шт. (выпуск декабря 1957 г.), приведено на рис. 1,*а*. Распределение этой же

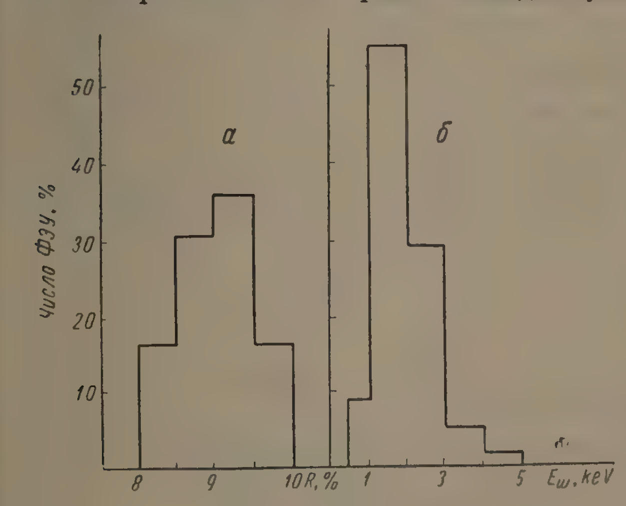


Рис. 1. Распределение ФЭУ-29 (500 шт.), изученных в типовом режиме: *а* — по амплитудному разрешению с NaJ(Tl) и Cs^{137} и *б* — по величине шумов

партии умножителей по величине шумов (измеренных на уровне 50 имп $сек^{-1}$ при ширине полосы ~3 MHz), приведено на рис. 1,*б*.

Подавляющее большинство ФЭУ имеет шумы меньше 3 keV, а более половины их — меньше 2 keV.

Приведенные данные полностью опровергают утверждение Хлебникова [2] о нецелесообразности сочетания данной умножительной системы с торцовым входом в спектрометрических ФЭУ.

На рис. 2 приведено изменение амплитуды фотопика от Cs^{137} со временем, измеренное с помощью одноканального дискриминатора (при скорости счета $n = 2000$ имп $сек^{-1}$ и амплитуде импульса $U_{имп} = 4$ V) для нескольких экземпляров ФЭУ-29. У большинства умножителей после некоторого периода установления изменение амплитуды фотопика

лежит в пределах погрешности измерения. Приведенные данные показывают, что существующее мнение [2] о большей стабильности сплавных эмиттеров не подтверждается экспериментом при нормальных загрузках. Ранее проведенные нами опыты [3] по измерению стабильности ФЭУ при среднем токе на выходе в 100 μA также не дали заметной зависимости от материала эмиттеров.

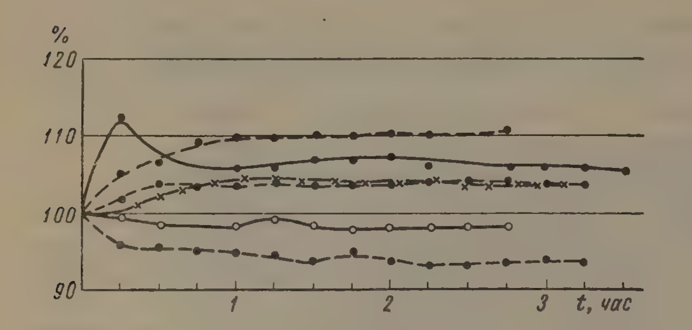


Рис. 2. Изменение амплитуды фотопика ФЭУ-29 со временем для нескольких ФЭУ

С целью выяснения возможности получения спектрометрических ФЭУ с лучшим разрешением проводились опыты по изготовлению ФЭУ с мультищелочными катодами. Были изготовлены небольшие партии ФЭУ (конструкция ФЭУ-29) с Sb-Na-K- и Sb-Na-K-Cs-катодами и эмиттерами из сплава AMгK. Усиление умножителей с Sb-Na-K-Cs-катодом было таким же, как у ФЭУ с Sb-Cs-катодом и сплавными эмиттерами. Для умножителей с катодами без Cs требовалось при том же усилении напряжение примерно на 15—20% выше.

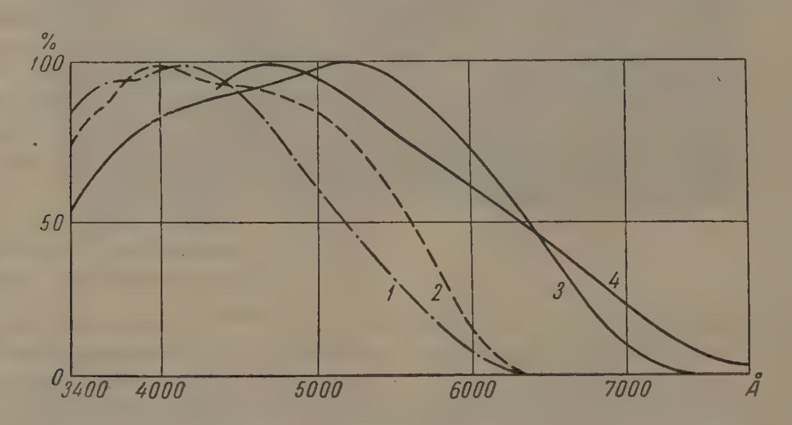


Рис. 3. Спектральные характеристики ФЭУ с различными полупрозрачными фотокатодами: *1* — сурьмяно-натриево-калиевый, *2* — сурьмяно-цезиевый, *3* — висмуто-серебряно-цезиевый, *4* — сурьмяно-натриево-калиево-цезиевый

Спектральные характеристики этих катодов приведены на рис. 3. Умножители имели следующие чувствительности катодов: Sb-Na-K — 20÷30 μA lm^{-1} («синяя» — 4÷7,5 μA lm^{-1}), Sb-Na-K-Cs — 80÷120 μA lm^{-1} («синяя» — 8,5÷18 μA lm^{-1}). На лучших образцах было получено амплитудное разрешение 8%.

2. ФЭУ с катодом диаметром 75 мм

В истекшем году начат серийный выпуск умножителей ФЭУ-24, конструктивные особенности которых были описаны в статье [1].

Распределение по относительным полуширинам для партии в 250 шт. ФЭУ-24 (измерения производились с кристаллом NaJ (Tl) ϕ 30 мм в трех

точках катода) приведено на рис. 4,*а*. Измерения производились при индивидуально подбираемом для каждого экземпляра умножителя распределении напряжений на первых четырех промежутках. Распределение умножителей по величине шумов приведено на рис. 4,*б*.

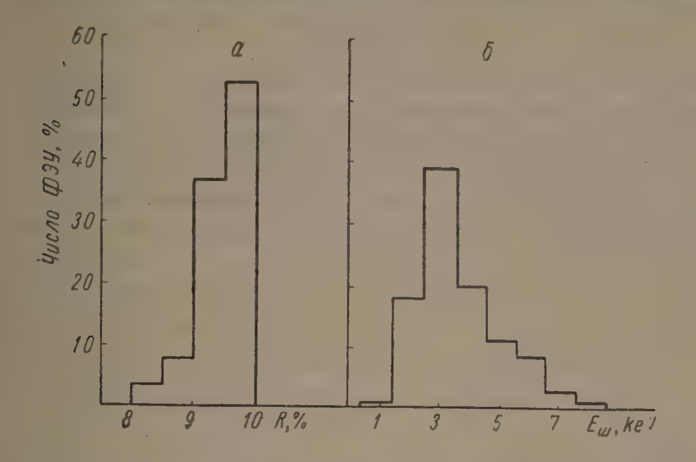


Рис. 4. Распределение ФЭУ-24 (250 шт.): *а* — по амплитудному разрешению по Cs^{137} (измеренному с кристаллом NaJ(Tl) ф 30 мм в центре катода) и *б* — по величине шумов

Были проведены опыты по подбору типового режима питания. В таблице приведено оптимальное распределение напряжений (в относительных единицах) между каскадами. Испытания показали, что при этом разрешение части умножителей ухудшается на несколько процентов. Наиболее критичным является напряжение на первом промежутке, что связано с некоторым разбросом в геометрии и некоторой разницей в технологии изготовления умножителей. Нами были проведены опыты по применению в этом типе ФЭУ умножительной системы с торовидными динодами из сплава алюминий — магний. Было изготовлено и исследовано более 10 шт. ФЭУ с этой системой. По спектрометрическому разрешению умножители оказались идентичными с ФЭУ-24, но напряжение на промежутке катод — кольцо при этом не является критичным. Сравнительные данные по стабильности образцов с торовидной умножительной системой и ФЭУ-24 приведены на рис. 5, из которого видно, что эти образцы дали обнадеживающие результаты. Дальнейшее исследование этой системы продолжается.

Катод — кольцо	0,2
Кольцо — диафрагма	2,8
Диафрагма — $Э_1$	1,0
$Э_1 — Э_2$	2,5
$Э_2 — Э_3$ . . . . $Э_{10} — Э_{11}$	1,0
$Э_{11} — Э_{12}$, $Э_{12} — Э_{13}$	2,0

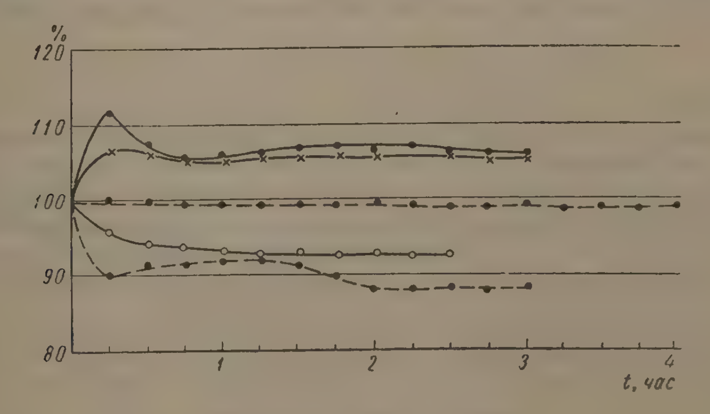


Рис. 5. Изменение амплитуды фотопика ФЭУ-24 со временем для умножителей обычной конструкции (сплошные кривые), и с торовидными динодами (пунктир)

3. Новые типы ФЭУ

Малогабаритный ФЭУ

Новый тип малогабаритного спектрометрического ФЭУ имеет следующие характеристики: диаметр катода 25 мм, максимальный диаметр цоколя 34,5 мм, длина 110 мм. Все электроды выведены в нижний цоколь, что создает бóльшие удобства при его экранировке.

Умножитель предназначен для работы с высокоомным делителем; сопротивление изоляции между его электродами не меньше 10^9. Спектрометрическое разрешение этих ФЭУ проверялось с двумя качественно различными кристаллами NaJ (Tl): ϕ 20 мм (R_1) и 14 мм (R_2). Результаты измерений партии новых ФЭУ даны в таблице. Для сравнения качества кристаллов приведены результаты измерений на ФЭУ-29, дававшем с кристаллом ϕ 30 мм $R = 8\%$.

№ ФЭУ	ФЭУ-29	3	6	14	18	30	38	52	50	28	29
R_1	10	10	10	9,5	11,5	10,5	10	10,5	9,5	11,5	12
R_2	7,5	7,5	7,5	7	9	8	7,5	8	7,0	9	9

Из приведенных данных видно, что разрешение этих умножителей одного порядка с разрешением, даваемым ФЭУ-29.

Миниатюрный ФЭУ

Основные конструктивные особенности ФЭУ-31 были описаны [3]. Спектрометрическое разрешение 10 шт. ФЭУ-31, измеренное с кристаллом ϕ14 мм, лежало в пределах 8,5—11% при индивидуальном подборе напряжений на каждом экземпляре.

ФЭУ с диаметром катода 300 мм

Для работы с жидкими и пластмассовыми сцинтилляторами разработан ФЭУ с большой площадью катода. Основные его особенности: катод сурьмяно-цезиевый, чувствительностью не ниже 20 μA lm^{-1}. Чувствительность умножителя при общем напряжении 2400 V не ниже 10 A lm^{-1}, в умножителе применены диноды торовидной формы из сплава АМгК.

ФЭУ с висмуто-серебряно-цезиевым катодом

При работе со сцинтилляторами, высвечивающимися в красной области спектра, а также при пониженных температурах большие преимущества дают умножители с висмуто-серебряно-цезиевым катодом. На заводе закончен разработкой и передается в серийное производство малогабаритный умножитель с таким катодом. Его конструктивные особенности были описаны [3]. Умножители дают хорошее усиление: чувствительность умножителей в среднем при $U = 1000$ V равна 1 A lm^{-1}, при 1350 V — 10 A lm^{-1}, при 1800 V 100 A lm^{-1}.

Амплитудное разрешение 10 шт. ФЭУ с кристаллом NaJ (Tl) диаметром 20 мм и Cs^{137} лежало в пределах 12—14%.

Цитированная литература

1. Лейтейзен Л. Г., Берковский А. Г., Брейдо И. Я., Глуховской Б. М., Королькова О. С., Тарасова Е. И., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1653 (1957).
2. Хлебников Н. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 70 (1958).
3. Лейтейзен Л. Г., Берковский А. Г., Глуховской Б. М., Королькова О. С., Тарасова Е. И., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 513 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 8 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. ФИЛИМОНОВ

Λ-НУКЛОННЫЕ СИЛЫ И ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ Λ-ЧАСТИЦЫ В ГИПЕРЯДРАХ

Для получения Λ-нуклонных сил воспользуемся взаимодействием барионов с π- и K-мезонными полями, предложенным Д'Эспанья и Прентки [1]:

$$H = Gi \sum_{i=1}^{3} \int (\overline{N}\tau_i N\pi_i + \overline{\Lambda}\gamma_5\Sigma_i\pi_i + \overline{\Sigma}_i\gamma_5\overline{\Sigma}_i\gamma_5\Lambda\pi_i)\, d\tau +$$
$$+ G\left\{i\int\left[\sum_{i=1}^{3} (\overline{N}\tau_i K^*\gamma_5\Sigma_i) + \overline{N}K^*\gamma_5\Lambda + \overline{\Lambda}K^*\gamma_5\Xi\right] d\tau + \text{эрм. сопр.}\right\}. \quad (1)$$

Совершая преобразование Нельсона — Дайсона для случая барионов, покоящихся в точках $\mathbf{x}_n$, и оставляя в преобразованном гамильтониане лишь члены, линейные по константе связи, получим

$$H = G\frac{i}{2V^{1/2}} - \sum_{n=1}^{N}\sum_{k}\sum_{i=1}^{3} v(k)(\vec{\sigma}_n\mathbf{k})\, T_i^{(\pi)n}\hat{a}^n \sqrt{\frac{1}{2\omega^{\pi}}}\,(a_{ik} + a^*_{i,-k})e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}_n} +$$
$$+ G\left\{\frac{i}{2V^{1/2}}\sum_{n=1}^{N}\sum_{k}\sum_{i=1}^{2} v(k)(\vec{\sigma}_n\mathbf{k})\, T_i^{(K)n}\hat{a}^n \sqrt{\frac{1}{2\omega^{K}}}\,(c_{ik} + b^*_{ik})\, e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}_n} + \text{эрм. сопр.}\right\}, \quad (2)$$

где a_i, c_i, b_i и a^*_i, c^*_i, b^*_i — операторы поглощения и порождения π_i-, K_i-, $\overline{K}_i$-мезонов, соответственно; $\hat{a}$ — диагональная матрица, элементы которой суть обратные массы барионов;

$$\omega^{\pi} = \sqrt{\mu_{\pi}^2 + k^2} \qquad \omega^K = \sqrt{\mu_K^2 + k^2}. \quad (3)$$

В гамильтониан (2) введена функция $v(k)$, осуществляющая обрезание по импульсам виртуальных мезонов. N — число барионов в рассматриваемой системе. $T_i^{(\pi)}$ и $T_i^{(K)}$ — восьмирядные матрицы, учитывающие превращение барионов друг в друга при испускании и поглощении π- и K-мезонов, в соответствии с взаимодействием (1).

Исходя из гамильтониана (2), можно вычислить силы между нуклоном и Λ-частицей, связанные с обменом двумя π-($V^{2\pi}$), одним K-(V^{1K}), K- и π-($V^{K\pi}$) и двумя K-(V^{2K}) мезонами. Вычисление Λ-нуклонных сил проводилось аналогично вычислению нуклон-нуклонных сил в работе [2]. В результате получаются следующие выражения для потенциалов взаимодействия:

$$V^{2\pi} = -G^4\frac{3}{16(2\pi)^6 M_{\Lambda}^2 M_n^2}\int\left\{\frac{(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)^2}{\omega_1^{(\pi)3}\omega_2^{(\pi)2}} + \frac{\vec{\sigma}[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]\,\vec{\sigma}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]}{\omega_1^{(\pi)3}(\omega_1^{(\pi)} + \omega_2^{(\pi)})\,\omega_2^{(\pi)}}\right\}\times$$
$$\times v^2(k_1)\, v^2(k_2)\, e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}_2)}\,(d\mathbf{k}_1)(d\mathbf{k}_2); \quad (4)$$

$$V^{1K} = -\frac{G^2}{4(2\pi)^3 M_\Lambda M_n}(\lambda_1\lambda_2^* + \lambda_2^*\lambda_1)\int(\vec{\sigma}_1\mathbf{k})(\vec{\sigma}_2\mathbf{k})\frac{v^2(k)}{\omega^{(K)2}}e^{i\mathbf{k}(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}_2)}(d\mathbf{k}); \quad (5)$$

$$V^{K\pi} = -\frac{G^4 \cdot 3}{16(2\pi)^6 M_\Lambda^2 M_n^2}(\lambda_1\lambda_2^* + \lambda_2\lambda_1^*)\int\Big\{(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)^2\Big[\frac{1}{\omega_1^{(K)3}\omega_2^{(\pi)2}} + \frac{1}{\omega_1^{(K)2}\omega_2^{(\pi)3}}\Big] +$$

$$+ \vec{\sigma}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]\vec{\sigma}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]\Big[\frac{1}{\omega_2^{(\pi)3}(\omega_2^{(\pi)} + \omega_1^{(K)})\omega_1^{(K)}} + \frac{1}{\omega_1^{(K)3}(\omega_1^{(K)} + \omega_2^{(\pi)})\omega_2^{(\pi)}}\Big]\Big\} \times$$

$$\times v^2(k_1)v^2(k_2)e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}_2)}(d\mathbf{k}_1)(d\mathbf{k}_2); \quad (6)$$

$$V^{2K} = -\frac{G^4}{4(2\pi)^6 M_\Lambda^2 M_n^2}\int\Big\{\frac{(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)^2}{\omega_1^{(K)3}\omega_2^{(K)2}} + \frac{\vec{\sigma}_1[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]\vec{\sigma}_2[\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2]}{\omega_1^{(K)3}(\omega_1^{(K)} + \omega_2^{(K)})\omega_2^{(K)}}\Big\} \times$$

$$\times e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)(\mathbf{x}_1-\mathbf{x}_2)}v^2(k_1)v^2(k_2)(d\mathbf{k}_1)(d\mathbf{k}_2) \quad (7)$$

$$\lambda = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}; \quad \lambda^* = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \quad (8)$$

Матрицы λ и λ^* превращают Λ-частицу в нуклон и обратно. Мы рассматриваем формально Λ-частицу и нуклон как различные состояния бариона и описываем их при помощи матрицы с одним столбцом:

$$N = \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}; \quad \Lambda = \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix} \quad (9)$$

Чтобы подсчитать энергию связи Λ-частицы в гиперядре, найдем потенциальную энергию взаимодействия между нуклоном ядра — остова и Λ-частицей в триплетном ($E_{\text{тр}}$) и синглетном ($E_{\text{с}}$) состояниях. Для этого выпишем волновые функции двух частиц в триплетном и синглетном состояниях:

$$\psi_{\text{тр}} = \psi(r_1 r_2)[\Lambda(1)N(2) - \Lambda(2)N(1)]S_s; \quad (10)$$

$$\psi_{\text{с}} = \psi(r_1 r_2)[\Lambda(1)N(2) - \Lambda(2)N(1)]S_A; \quad (11)$$

где $\psi(r_1 r_2)$ — симметричная функция пространственных координат; S_s и S_A — симметричная и антисимметричная спиновые функции. Операторы λ в (5) и (6), действуя на функции (10) и (11), дадут значения $+1$ для синглетного и -1 для триплетного состояний. Поэтому не зависящая от спина часть сил (6) даст вклады в потенциальную энергию триплетного и синглетного состояний, равные по величине и противоположные по знаку. Это обстоятельство вызовет приближенное равенство нулю потенциальной энергии от $K\pi$-сил для ядра ${}_\Lambda He^4$, если его спин равен нулю.

Для проведения численных оценок энергий связи легких гиперядер для $\psi(r_1 r_2)$ мы взяли выражение в виде произведения волновой функции нуклона в ядре — остове на волновую функцию Λ-частицы в гиперядре

$$\psi(r_1 r_2) = Ae^{-\frac{\rho_1^2}{4\gamma^2}}A_\Lambda e^{-\frac{\rho_2^2\eta^2}{4\gamma^2}}, \quad (12)$$

где A, A_Λ — нормировочные множители, $\rho_1 = |\mathbf{x}_1|\mu_\pi$, η — вариационный параметр. Значение γ в (12) бралось такое, чтобы распределение плотности нуклонов в ядре — остове было в согласии с экспериментальными данными по кулоновской энергии ядер, рассеянию электронов и нейтронов и т. п. Усредняя выражения (4) — (7) с помощью (10) и (11), получим после суммирования по спиновым переменным, интегрирования по

координатам $\mathbf{x}_1$, $\mathbf{x}_2$ и углам между $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ следующие выражения для потенциальной энергии двух частиц $\left(g^2 = \frac{G^2}{4\pi}\right)$:

$$E^{2\pi} = -g^4 \frac{3m^2}{16\pi^2} \frac{m_\pi c^2}{\gamma_1^6} [F_1^{2\pi}(\gamma_1) + f^{2\pi} F_2^{2\pi}(\gamma_1)]; \qquad (13)$$

$$E^{1K} = g^2 m \nu^3 f^{1K} m_\pi c^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{x_m} \frac{x^4 e^{-\gamma_1^2 \nu^2 x^2} dx}{x^2+1} \leqslant$$

$$\leqslant f^{1K} g^2 m \nu^3 m_\pi c^2 \frac{1}{\pi} \int_0^\infty x^4 e^{-\gamma_1^2 \nu^2 x^2} dx \approx f^{1K} \frac{0{,}5}{\gamma_1^2 \gamma^2} \text{MeV}; \qquad (14)$$

где

$$\nu = \frac{m_K}{m_\pi} = 3{,}54; \qquad m = \frac{m_\pi^2}{M_n M_\Lambda} = 0{,}0186; \quad \gamma_1^2 = \frac{1+\eta^2}{2\eta^2}\gamma^2;$$

m_K — масса K-мезона; $f^{1K} = \frac{1}{6}$ для триплетного и $\frac{1}{2}$ для синглетного состояний. При получении последнего члена равенства (14) было принято $g^2 \approx 12$.

$$E^{K\pi} = -g^4 \frac{3m^2}{8\pi^2} \frac{m_\pi c^2}{\gamma_1^6} \{\pm F_1^{K\pi}(\gamma_1) + f^{K\pi} F_2^{K\pi}(\gamma_1)\}; \qquad (15)$$

знак плюс берется для синглетного состояния, минус — для триплетного.

$$E^{2K} = -g^4 \frac{m^2}{4\pi^2} \frac{m_\pi c^2}{\gamma_1^6} \{F_1^{2K}(\gamma_1) + f^{2K} F_2(\gamma_1)\}; \qquad (16)$$

постоянные коэффициенты $f^{2\pi}$, $f^{K\pi}$, f^{2K} — порядка 1 и имеют различные значения для триплетного и синглетного состояний.

$$F_1^{2\pi}(\gamma_1) = \int_0^{x_m}\int_0^{x_m} \frac{x_1 x_2 \varphi(x_1 x_2 \gamma_1)\, dx_1\, dx_2}{(x_1^2+1)^{3/2}(x_2^2+1)}; \qquad (17)$$

$$F_1^{K\pi}(\gamma_1) = \int_0^{x_m}\int_0^{x_m} \frac{1}{2}\left\{\frac{x_1 x_2 \varphi(x_1 x_2 \gamma_1)}{(x_1^2+\nu^2)^{3/2}(x_2^2+1)} + \frac{x_1 x_2 \varphi(x_1 x_2 \gamma_1)}{(x_2^2+\nu^2)(x_1^2+1)^{3/2}}\right\} dx_1\, dx_2; \qquad (18)$$

$$F_1^{2K}(\gamma_1) = \int_0^{x_m}\int_0^{x_m} \frac{x_1 x_2 \varphi(x_1 x_2 \gamma_1)\, dx_1\, dx_2}{(x_1^2+\nu^2)(x_2^2+\nu^2)^{3/2}}; \qquad (19)$$

$$\varphi(x_1 x_2 \gamma_1) = e^{-\gamma_1^2 (x_1 - x_2)^2} \left(x_1^2 x_2^2 \gamma^4 - x_1 x_2 \gamma_1^2 + \frac{1}{2}\right) -$$

$$- e^{-\gamma_1^2 (x_1 + x_2)^2} \left(x_1^2 x_2^2 \gamma^4 + x_1 x_2 \gamma_1^2 + \frac{1}{2}\right); \qquad (20)$$

$x = \frac{k}{\mu_\pi}$; $x_m = \frac{k_m}{\mu_\pi}$; k_m — обрезающий импульс. Функции F_2 оказываются примерно в двадцать раз меньше F_1, и ими можно пренебречь. Можно также пренебречь последним членом выражения (20). Тогда из выражений (13) и (16) видно, что потенциальная энергия в синглетном и триплетном состояниях одинакова для 2π- и $2K$-сил.

Так как $\gamma \approx 1$, то из (14) видно, что E^{1K} будет давать малый вклад в потенциальную энергию гиперядер (порядка 0,5 MeV, что составляет $\sim 0{,}1$ всей потенциальной энергии). Потенциальная энергия $E^{K\pi}$ сущест-

венно различна для различных состояний. Она отрицательна для синглетного и положительна для триплетного состояния. По абсолютной величине она приблизительно одинакова для обоих состояний. Отсюда мы заключаем, что предпочтительным состоянием Λ-нуклонной пары является синглетное, поэтому в легких гиперядрах низшую энергию будут иметь состояния с наибольшим числом синглетных пар, т. е. основным состоянием легких гиперядер будет состояние с наименьшим спином. В этом случае потенциальная энергия Λ-частицы в гиперядре равна:

Для ${}_{\Lambda}H^3$ $$E_{\text{р}} = \frac{3}{2} E_{\text{с}} + \frac{1}{2} E_{\text{тр}};$$

Для ${}_{\Lambda}H^4$, ${}_{\Lambda}He^4$ $$E_{\text{р}} = \frac{3}{2} E_{\text{с}} + \frac{3}{2} E_{\text{тр}};$$

Для ${}_{\Lambda}He^5$ $$E_{\text{р}} = E_{\text{с}} + 3E_{\text{тр}}.$$

Кинетическая энергия

$$E_{\text{к}} = \frac{3}{8}\eta^2 \frac{m_\pi}{M'_\lambda \gamma^2} m_\pi c^2$$

(M'_Λ — приведенная масса частицы и ядра — остова).

Нетрудно путем численного интегрирования выражений (17) — (19) найти зависимость энергии от η и установить минимальное значение энергии связи Λ-частицы $B_\Lambda = -E_{\min}$. Результаты такого расчета приведены в следующей таблице.

Сравнение $B_{\Lambda\text{теор}}$ и $B_{\Lambda\text{эксп}}$

Гиперядро	Спин	γ	η	$B_{\Lambda\text{теор}}$, MeV	$B_{\Lambda\text{эксп}}$, MeV [3]
${}_{\Lambda}H^3$	1/2	1,0	0,80	0,48	0,25±0,31
${}_{\Lambda}H^4$, ${}_{\Lambda}He^4$	0	1,07	0,87	1,53	1,44±0,20 1,70±0,24
${}_{\Lambda}He^5$	1/2	0,9	0,92	2,30	2,56±0,17

При вычислениях было принято $g^2 = 12{,}3$, $x_m = 6$. Из таблицы видно, что имеется удовлетворительное согласие с экспериментом, но для g^2 приходится брать величину меньшую, чем это следует из данных по нуклон-нуклонным силам.

Кафедра статистической физики и механики
физического факультета
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Espagnat B. D., Prentki I., Nucl. Phys., 1, 38 (1956).
2. Gartenhaus S., Phys. Rev., 100, 900 (1955).
3. Franzinetti C., Morpurgo G., Suppl. Nuovo Cim., 6, 794 (1957).